

377.5

K-11-2

1-76

ピッチング運動翼まわりの非定常はく離と その流体力特性に関する研究



泷脇 正樹

九州工業大学附属図書館



0010459246

本論文の概要

本論文では、以下の順で研究結果を報告する。

第 1 章では、研究背景と非定常運動翼まわりの流れ場に関する従来の研究、および本論文の目的について述べている。

第 2 章では、本研究で用いた主な実験装置となる試験風洞、回流水槽、および 5 種類の供試翼形状についてそれぞれ述べている。

第 3 章では、回流水槽と染料を用い、ピッチング運動翼近傍と後流の可視化を行い、ピッチング運動翼背面上のはく離渦の挙動、前縁及び後縁から発生するはく離渦の干渉、及び後流の構造について明らかにした。

第 4 章では、シュリーレン可視化装置と高速度カメラを用い、ピッチング運動翼まわりの局所的な流れ場の構造について調べ、ピッチング運動翼前縁および後縁から発生する離散的はく離渦の存在、挙動、およびその発生数について述べている。また、この離散的はく離渦によるピッチング運動翼まわりに発生する非定常はく離の構造について述べている。

第 5 章では、回流水槽と小型六軸力覚センサを用い、非定常流体力特性について調べている。静止状態時の翼に働く定常流体力特性について調べ、続いて、ピッチング運動翼に働く非定常流体力特性について述べている。具体的には、非定常揚力/抗力の変動幅、時間的変化特性、ヒステリシスループを調べることにより、ピッチング運動翼に働く非定常流体力特性について述べている。また、第 3 章および 4 章での可視化実験結果との比較を行い、ピッチング運動翼まわりの流れ場の構造とそれに働く非定常流体力特性の関連性について述べている。

第 6 章では、渦法を用いた数値解析によりピッチング運動翼まわりの流れ場解析を行っている。可視化実験結果及び非定常流体力測定実験結果との比較を

行い、可視化実験では見出せないピッチング運動翼まわりの流れ場の構造について述べている。

第7章は、本研究で得られた新しい知見をまとめ、結論を述べる。

目 次

目次	・ ・ i
使用記号	・ ・ vii
1 章 研究の背景と目的	・ ・ 1
1.1 研究の背景1
1.2 従来の研究3
1.2.1 非定常運動翼まわりの流れ場に関する研究3
1.2.2 低 Re 数領域における翼に関する研究7
1.2.3 はく離の制御に関する研究9
1.2.4 数値解析による非定常運動翼まわりの流れ場解析 に関する研究12
1.3 本研究の目的13
2 章 実験装置	・ ・ 14
2.1 試験風洞14
2.2 回流水槽16
2.3 供試翼17

3章 ピッチング運動翼まわりの流れ場の構造・19

3.1	フローパターンの可視化実験19
3.1.1	フローパターンの可視化実験装置19
3.1.2	染料流出孔付き供試翼20
3.1.3	フローパターンの可視化用染料21
3.1.4	加振装置24
3.1.4.1	加振装置の構成24
3.1.4.2	加振装置の制御24
3.1.4.3	ピッチング運動近似波形27
3.2	可視化実験パラメータ30
3.3	ピッチング運動翼背面上の流れ場の構造31
3.3.1	低迎え角におけるフローパターン31
3.3.2	ピッチング運動翼まわりの流れ場に発生する再付着現象36
3.3.2.1	NACA65-0910の再付着現象36
3.3.2.2	NACA0010, NACA0020の再付着現象37
3.3.2.3	平板翼の再付着現象38
3.3.2.4	BTEの再付着現象39
3.3.2.5	ピッチング運動の角加速度による影響45
3.3.3	ピッチング運動翼背面上の境界層不安定現象47
3.4	ピッチング運動翼後流の構造49
3.4.1	ピッチング運動翼後流に形成されるカルマン渦列50
3.4.2	ピッチング運動翼後流に形成される渦塊51
3.5	まとめ56

4章 ピッチング運動翼前縁および後縁より発生する離散的はく離渦の挙動と発生数・57

4.1	シュリーレン可視化実験57
4.1.1	シュリーレン可視化法原理57

4.1.2	シュリーレン可視化システム60
4.1.3	高速度カメラ64
4.1.4	加振装置66
4.1.5	シュリーレン可視化実験用供試翼69
4.1.6	シュリーレン可視化実験パラメータ69
4.2	ピッチング運動翼前縁から発生するはく離渦構造70
4.2.1	ピッチング運動翼前縁より発生する離散的はく離渦70
4.2.2	ピッチング運動翼前縁より発生する離散的はく離渦の合体73
4.2.3	ピッチング運動翼背面上の境界層不安定現象75
4.3	ピッチング運動翼前縁および後縁からの離散的はく離渦発生周波数77
4.3.1	ピッチング運動翼前縁からのピッチング一周期当たりの離散的はく離渦発生周波数77
4.3.1.1	レイノルズ数の影響78
4.3.1.2	翼形状の影響78
4.3.1.3	ピッチング振幅の影響79
4.3.1.4	基本迎え角の影響80
4.3.1.5	回転中心の影響81
4.3.1.6	熱対流の影響81
4.3.1.7	アスペクト比の影響82
4.3.1.8	測定誤差83
4.3.2	ピッチング運動翼後縁からのピッチング一周期当たりの離散的はく離渦発生周波数91
4.3.3	ピッチング運動翼前縁／後縁からのピッチング一周期当たりの離散的はく離渦発生周波数91
4.3.4	ピッチング運動翼前縁／後縁より迎え角増加／減少時に発生するピッチング一周期当たりの離散的はく離渦発生周波数92
4.3.5	ピッチング運動翼前縁より発生する単位時間当たりの離散的はく離渦発生周波数98

4.3.6	ピッチング運動翼後縁より発生する単位時間当たりの離散的はく離渦発生周波数99
4.3.7	ピッチング運動翼前縁／後縁から発生する離散的はく離渦のストロハル数102
4.4	離散的はく離渦によるピッチング運動翼まわりの非定常はく離構造106
4.5	高無次元角速度時のピッチング運動翼の再付着現象と離散的はく離渦との関連性108
4.6	まとめ110

5章 ピッチング運動翼に働く非定常流体力特性 ・・111

5.1	非定常流体力測定実験111
5.1.1	非定常流体力測定実験装置111
5.1.2	小型六軸力覚センサ115
5.1.3	非定常流体力測定実験パラメータ116
5.1.4	慣性力の影響117
5.2	定常流体力特性120
5.2.1	定常揚力特性120
5.2.2	定常抗力特性120
5.2.3	$Re=4.0 \times 10^3$ と 4.0×10^4 との違い122
5.3	非定常流体力の変動幅125
5.3.1	非定常揚力の変動幅125
5.3.2	非定常抗力の変動幅126
5.4	非定常流体力の時間的変化特性130
5.4.1	非定常揚力と迎え角および準定常揚力との位相差130
5.4.2	供試翼形状および基本迎え角における非定常揚力と迎え角の位相差137
5.4.3	非定常抗力と迎え角および準定常抗力との位相差141
5.5	非定常流体力のヒステリシスループ（可視化実験結果との	

比較)147
5.5.1 非定常揚力のヒステリシスループ147
5.5.2 非定常抗力のヒステリシスループ153
5.6 ピッチング運動翼の有効性156
5.9 まとめ160
6 章 渦法によるピッチング運動翼まわりの 流れ場解析	・・161
6.1 高精度渦法162
6.1.1 渦法の概要162
6.1.2 渦法の基礎式162
6.1.3 渦要素の導入165
6.1.4 パネル設置高さ167
6.1.5 計算パラメータ168
6.2 数値解析結果170
6.2.1 ピッチング運動翼まわりの流れ場の構造（可視化 実験結果との比較）170
6.2.1.1 ピッチング運動翼近傍の流れ場の構造170
6.2.1.2 ピッチング運動翼後流の構造174
6.2.2 ピッチング運動翼に働く非定常流体力特性（実験 結果との比較）179
6.2.2.1 非定常流体力の時間的変化特性179
6.2.2.2 非定常流体力のヒステリシスループ185
6.3 まとめ187
7 章 結言	・・188
7.1 本研究の結論188
7.2 今後の展望190

7.3 あとがき191
参考文献	..192
謝辞	..197

使用記号

第 1 章～第 5 章

A	: ピッチング振幅 [°]
c	: 翼弦長 [m]
CD	: 抗力係数 (三次元)
CL	: 揚力係数 (三次元)
C _D	: 抗力係数 (二次元) [1/m]
C _L	: 揚力係数 (二次元) [1/m]
d	: 染料流出孔直径 [m]
D	: 抗力 [N]
f	: 単位時間あたりのはく離渦発生周波数
f _p	: ピッチング周波数 [Hz]
f _x	: 翼に対して垂直方向に働く流体力 [N]
f _y	: 翼に対して平行方向に働く流体力 [N]
k	: 無次元角速度 ($= 2 \pi f (c/2) / V_0$) ($= \omega (c/2) / V_0$)
l	: 翼スパン長さ [m]
L	: 揚力 [N]
M	: マッハ数
Re	: レイノルズ数 ($= \nu c / \nu_0$)
Rec	: 臨界レイノルズ数
St	: ストロハル数 ($= f c / V_0$)
t	: 時間 [s]

t_n	: 無次元時間 ($= t V_0 / c$)
t_m	: 翼厚 [mm]
V_0	: 主流速度 [m/s]
α	: 迎え角 [$^\circ$]
α_n	: 無次元迎え角 ($= \alpha / \alpha_m$)
α_m	: 基本迎え角 [$^\circ$]
ν	: 動粘性係数
ω	: 角速度 [rad/s]
Ω	: ピッチング一周期あたりのはく離渦発生周波数

第 6 章

dh	: パネル設置高さ
dt	: 時間刻み
h	: パネル高さ
H_{vor}	: 矩形渦要素高さ
n	: パネル設置枚数
s	: パネル設置幅
t	: 時間
u	: x 方向速度
V_n	: 垂直方向速度成分
V_{spraed}	: 渦の拡散速度成分
	: 渦度
ε	: 粘性核半径
ω_{vor}	: 矩形渦要素渦度
δ	: 層流境界層高さ
δ_{Ray}	: 排除厚さ

ベクトル記号

\mathbf{u}	: $(u, v, 0)$ 流速
$\boldsymbol{\omega}$: $(0, 0, \omega)$ 渦度
\mathbf{n}	: $(n_x, n_y, 0)$ 法線単位ベクトル

第1章 研究の背景と目的

1.1 研究の背景

揚力の発生や流れのエネルギー変換の担い手である翼⁽¹⁾⁽²⁾は、今日の科学技術産業を支える上で必要不可欠なものとなっている。外部流れでは航空機の主翼及び尾翼、ヘリコプタの回転翼、風車の羽根などに利用されており、また内部流れではポンプ及びタービンなどの流体機械等に翼列として構成されている。しかしながら、この翼には流れ場の変化により「はく離」という非常に重要な現象が生じる。流れの「はく離」とは、物体壁面に形成される境界層の運動量が徐々に失われることにより、境界層が壁面から離れる現象である。翼まわりにはく離が発生すると、翼に働く揚力は急激に減少するとともに抗力は急激に増大するために、翼としての性能を発揮することが不可能となる。その結果、流体機械等においては性能低下を引き起こす。

そのため、翼まわりに発生するはく離に関する研究は、これまでに実験や数値計算により盛んに行われてきた。その中でも静止状態時の翼に発生する定常はく離に関する研究⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾は数多く行われており、はく離発生や渦の生成・発達メカニズムも大部分明らかにされてきている。

一方、非定常運動翼まわりに発生する非定常はく離には、レイノルズ数、翼形状、迎え角、振幅、無次元角速度、回転（移動）中心、非定常運動パターンなど多数のパラメータが存在するだけでなく、発生するはく離渦の挙動により非常に複雑な現象となる。そのため非定常はく離の発生、はく離渦の生成、および成長等の一連のメカニズムには未解明な点が多く残されているのが現状である。

非定常運動翼まわりの流れに関する研究もこれまでに実験や数値計算により多数の研究報告が行われており、NASA⁽⁸⁾や AGARD (NATO)⁽⁹⁾により可視化実験、圧力変動測定、翼面速度変動測定結果等の膨大なデータが収集されている。しかしながら、これらの多くは航空機や戦闘機等への応用を考えた基礎的データとされるものが多いために高レイノルズ数 ($Re > 10^6$) および高マッハ数 ($M > 0.3$) 領域を対象としたものがほとんどである。しかしながら、近年では遠隔操縦機や人力による乗り物への翼の応用や、micro-electro-mechanical-systems (MEMS) を利用した渦の制御等を考えて極小形物体まわりの流れ場の研究が注目され始めている。従って、対象となる物体は低レイノルズ数領域となる場合が多くなってきている。

また、小型プロペラを用いた遠隔操作可能な小型飛行機も農場や農園の農薬散布等に活躍している。しかしながら、この小型飛行機は安定性が悪く、常に振動し続けている光景が眼につく。流れのはく離現象がその要因の一つであると言える。主翼後縁側が非定常はく離となっているために機体は不安定となり振動している。また、このような小型飛行機には、離着陸時での高揚力発生が重要視されている。これらの解決法として、鳥や昆虫の羽ばたき機構の応用が考えられる。鳥の羽根は小さな羽根を多数配置することにより一つの大きな羽根を形成し、小さな羽根を微小に動かすことにより一つの大きな羽根まわりの流れ場をコントロールしている。この鳥や昆虫の羽ばたき機構と小型飛行機とを組み合わせると、小型飛行機の主翼後縁に補助翼として非定常運動翼を取り付ける方法が考えられる。主翼後縁に取り付けた非定常運動翼を鳥や昆虫のように羽ばたき運動させることにより、主翼まわりに発生するはく離を抑え、また主翼に働く揚力を増加させることが可能であると考えられる。小鳥や昆虫は $10^3 < Re < 10^4$ の領域であることが知られている。また、実際の運動翼の寸法を考慮すると、翼弦長 1.0 [m] の主翼と主翼の翼弦長 10% に相当する 0.1 [m] の補助運動翼を用い、 $v = 1.0 \sim 10.0$ [m/s] の移動を実現する場合には、運動翼の翼弦長基準 Re 数は $Re = 6.6 \times 10^3 \sim 10^4$ となる。

しかしながら、 $10^3 < Re < 10^4$ の低レイノルズ数領域における非定常運動翼まわりの流れ場に関する報告はほとんど行われておらず、流れ場の構造や非定常流体力の基本的特性も未解明な点が多く残されている。本研究では、低レイノルズ数領域の中でも $10^3 < Re < 10^4$ の領域に注目し、ピッチング運動翼まわりの流れ場の基本的特性を明らかにすることを目的とする。流れ場の可視化実験に

よりピッチング運動翼まわりに発生する非定常はく離の構造について調べ、非定常流体力測定実験によりそれに働く非定常流体力特性を調べ、これらの関連性についてまとめる。

1.2 従来の研究

1.2.1 非定常運動翼まわりの流れ場に関する研究

ピッチング運動翼や並進運動翼など非定常運動翼まわりの流れ場に関する研究は世界中で数多く行われている。その中でも、主に可視化実験や圧力変動測定実験、速度変動分布測定実験が行われてきた。可視化実験は様々な方法で行われており、興味深い現象が鮮明な可視化像として捉えられている。

高レイノルズ数 ($Re > 10^6$) および高マッハ数 ($M > 0.3$) 領域を対象にした非定常運動翼まわりの流れ場に関する研究は、航空機および戦闘機の基礎的特性を調べるために数多く行われてきた。Carr⁽¹⁰⁾, McCroskey⁽¹¹⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾, McAlister⁽¹⁶⁾はこれらの条件下での実験を多く行っており、その実験データはNASA⁽⁸⁾やAGARD (NATO)⁽⁹⁾によりまとめられている。特にピッチング運動翼に発生する“Dynamic Stall”に関する実験的研究が多くなされており、流れ場の可視化及び非定常流体力測定から“Dynamic Stall”には、“Light Stall”と“Deep Stall”の2種類があることを明らかにしている。また、Walkerら⁽¹⁷⁾はスモークワイヤ可視化法により、図1.2.1に示すように $Re = 4.5 \times 10^4$ におけるピッチング運動翼背面上に形成される大規模な逆流領域を捉えている。またその時の翼背面上の速度分布を熱線により測定している。Marescaら⁽¹⁸⁾は流れ方向に並進運動を行う翼まわりの流れ場とその非定常流体力を $5.7 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^5$ の範囲で測定し、図1.2.2に示すように翼背面上の流れ場の様子をスモークワイヤ可視化法により明確に捉え、その時の非定常流体力の時間的変化特性を報告している。望月ら⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾はピッチング運動を行う平板翼及びNACA0012翼の流れ場の様子を水素気泡法により可視化し、ひずみゲージによる非定常流体力測定結果とピ

ッチング一周期当たりの流れ場の様子とを関連付けて報告している。Peter⁽²¹⁾は、煙やトレーサーを用いた可視化法によりピッチング運動やプランジング運動、また急発進する翼前縁からの流れや後流を可視化している。例えば、図 1.2.3 に示すように、急発進する翼前縁より発生して翼背面上の大規模渦を形成する離散的はく離渦が明確に捉えられている。また、近年では、水棲動物の運動メカニズムを応用した推進機構の開発も行われている。実際に水棲動物を用いた計測、観察は非常に困難であるために非定常運動翼を用いた研究が行われている。朴ら⁽²²⁾は弾性変形しながらピッチング運動を行う平板翼まわりの流れ場の研究を数値計算により行い、屈曲変形と無次元振動数が推進力に与える影響を調べている。川畑ら⁽²³⁾は、部分弾性翼による推進に関する研究を数値計算により行い、剛体翼との比較により弾性変形の影響を明らかにしている。Bandyopadhyayら⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾は円柱に翼を取り付け、水棲動物をモデル化した実験的研究を行っている。

非定常運動翼後流に関する研究も古くから行われている。大橋⁽²⁶⁾は流れに垂直方向に並進運動する翼後流をシュリーレン可視化法により捉え、その挙動について報告している。最近では、Platzerら⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾が、プランジング運動翼後流に注目し、染料を用いた流れ場の可視化、LDV 速度計測、またパネル法を用いた数値計算により後流の様子を捉え、図 1.2.4 に示すように無次元振動数による後流の構造を明らかにし、またそれらと推進力特性との関係を明らかにしている。また、Peter⁽²⁹⁾もピッチング運動翼及びプランジング運動翼後流の流れ場を可視化し、後流の構造について報告している。

このように非定常運動翼まわりの流れ場の可視化は多く行われている。しかしながら、低 Re 数領域を対象としたものは少なく、非定常運動翼まわりに発生する非定常はく離の構造、また非定常流体力特性との関連性についても明らかにされていない。

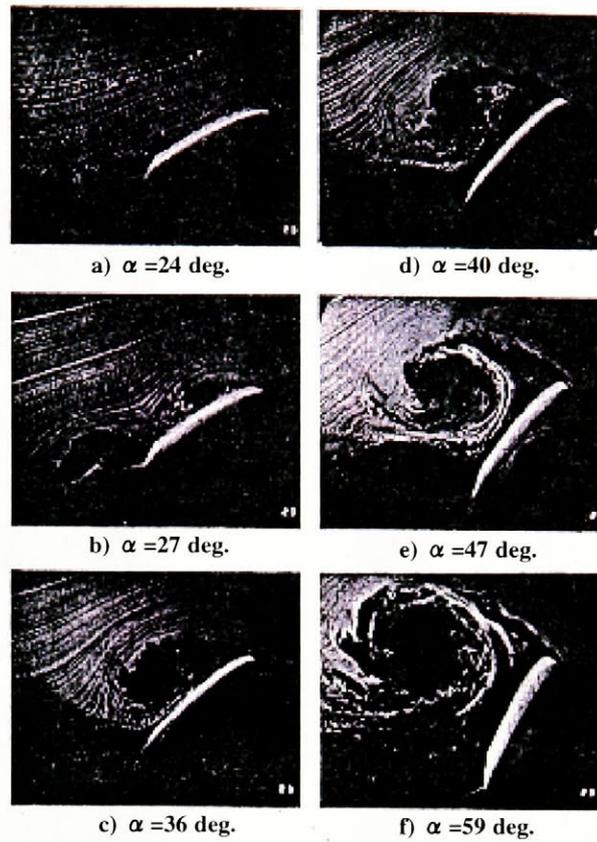


Fig. 1.2.1 Flow visualization data ; $Re = 4.5 \times 10^4$, $k = 0.2$, constant motion and pitch axis at 25% chord ⁽¹⁷⁾.

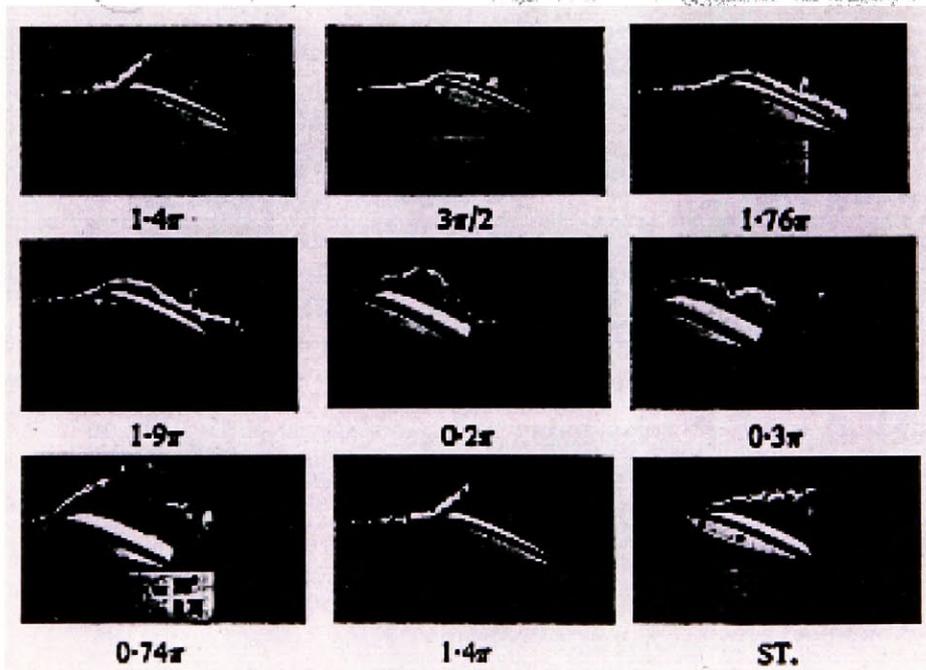


Fig. 1.2.2 Flow visualization by smokes filaments. $A = 0.17$ [m], $f = 2.5$ [Hz], $Re = 0.714 \times 10^5$, $\varepsilon = 1.13$ ⁽¹⁸⁾.

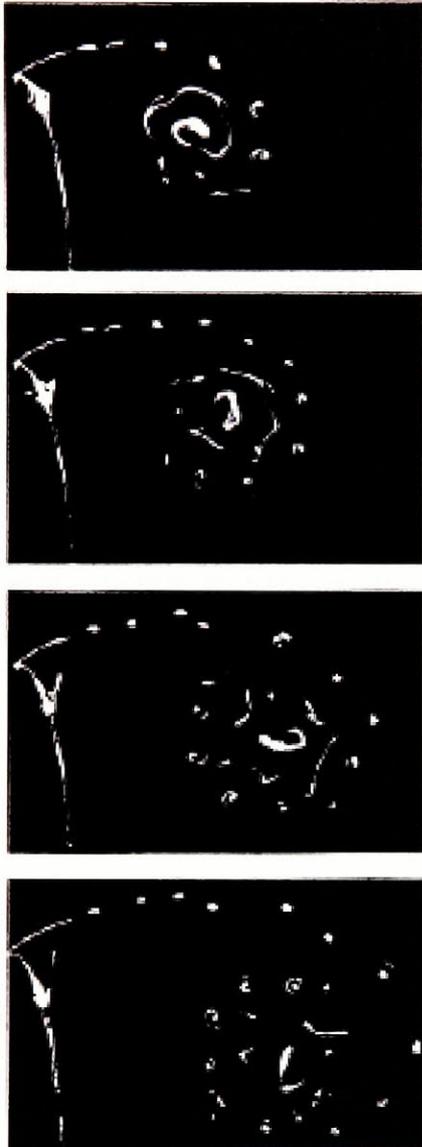


Fig. 1.2.3 Development of an ornamental leading edge starting vortex for an airfoil in accelerated starting flow at an angle of attack $\alpha = 80^\circ$. $a = 2.4$ [m/s²], $c = 15.2$ [cm], $\Delta t = 1/16$ [s], $Re = 5.2 \times 10^3$ ⁽²¹⁾.

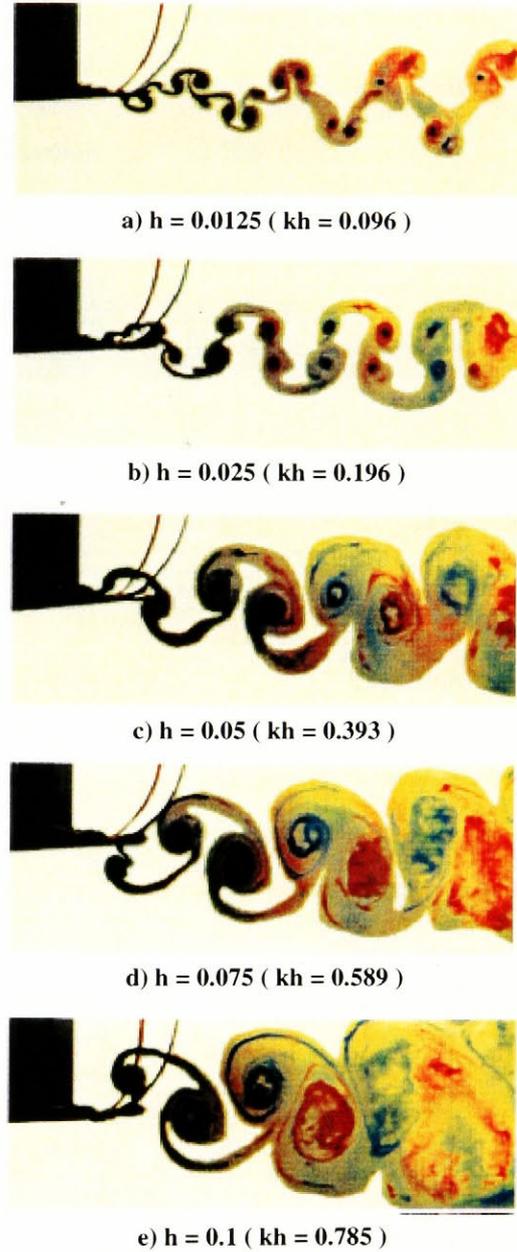


Fig. 1.2.4 Vortex patterns for a NACA0012 airfoil oscillated in plunging for a freestream velocity of about 0.2 [m/s], a frequency of $f = 2.5$ [Hz] ($k = 7.85$), and various amplitudes of oscillation ⁽²⁸⁾.

1.2.2 低 Re 数領域における翼に関する研究

翼は広範囲な領域で使用されている⁽³⁰⁾⁽³¹⁾. 図 1.2.5 にレイノルズ数による翼の使用についての分類⁽³²⁾を示す. 一般的に翼は高レイノルズ数領域で利用されていることはよく知られているが, 実際には $Re = 10^2$ の範囲でも使われている. また, 前述したように近年では物体の小型化が急速に進み, micro - electro - mechanical - systems (MEMS) ⁽³³⁾⁽³⁴⁾が発達しているために対象となる流れ場は低レイノルズ数領域となることが多くなっているのが現状である. MEMS まわり等の微小な構造における流れは我々が通常体験しているような流れとは大きく異なり, 様々な影響を考慮する必要がある. すなわち, 粘性の影響が大きくなるために, 例えば翼前縁, および後縁から発生する渦の挙動や後流の構造が非定常流体力に強く影響することが予想される.

このようなことから最近では, 低レイノルズ数領域における翼まわりの研究が盛んに報告されている. Sunada ら⁽³⁵⁾は $Re = 4.0 \times 10^3$ において 13 種類の翼形状の定常流体特性を調べ, 翼厚の薄い, 先端の尖った, 翼中央に 5% のキャンバーをもつ翼が高性能を発揮することを報告している. Laitone⁽³⁶⁾は $Re < 7.0 \times 10^4$ の範囲で定常流体力測定を行い, 5% のキャンバーをもつ翼が高性能を発揮することを報告している. また, Sato ら⁽³⁷⁾は, $3.3 \times 10^4 < Re < 9.9 \times 10^4$ の範囲における

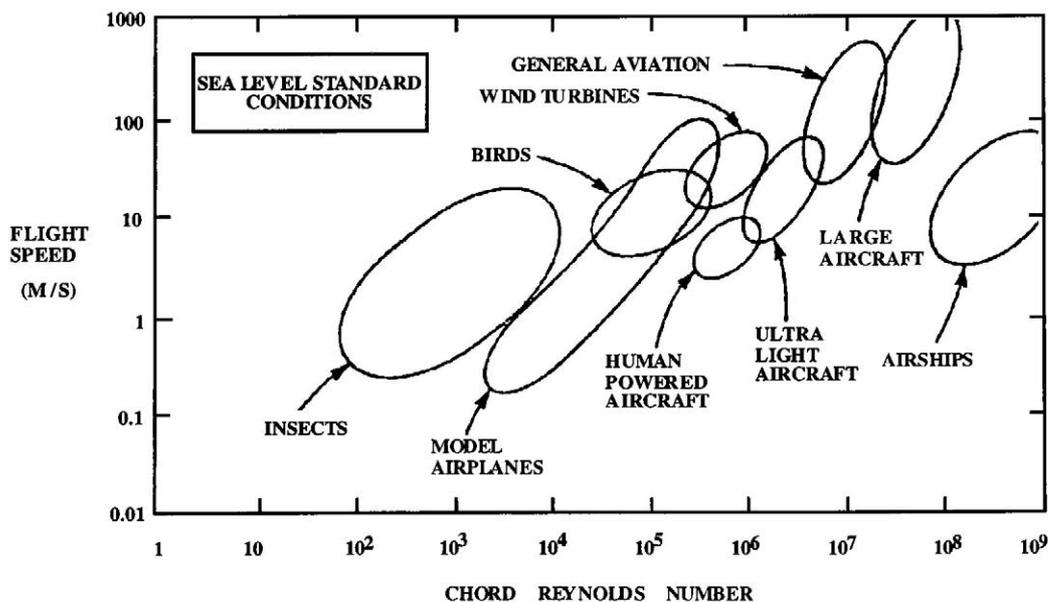


Fig. 1.2.5 Flight Reynolds number spectrum ⁽³²⁾.

翼厚の厚い定常流体力特性を調べ、翼厚の大きい翼では後縁の尖った翼よりも後縁が鈍い形状をした方が高性能を発揮することを報告している。また、砂田ら⁽³⁸⁾は、アザミウマの毛を持つ翼を支柱と小さな円柱により模擬し、極低レイノルズ数 $Re = 4.6 \times 10^{-2}$ での定常流体力特性について報告している。

このように低レイノルズ数領域における翼まわりの研究も報告されているものの、そのほとんどが定常状態を対象としている。従って、低レイノルズ数領域における非定常運動翼まわりの流れ場に関する研究は行われていないのが現状である。

1.2.3 はく離の制御に関する研究

はく離の制御は古くて新しい課題であり、近年応用範囲の広汎化を迫られている流れにとってますます重要な課題となってきた。はく離の制御の目的には揚力増加、抵抗減少、遷移の遅延、乱れの促進、はく離の縮退と遅延、騒音の抑制がある。

翼に関するはく離の制御においては、翼に発生したはく離の制御と翼を用いたはく離の制御とに分別される。翼に発生したはく離の制御として、石川ら⁽³⁹⁾は平板翼前縁にセレーションを設けることにより、セレーションにより巻き上がった縦渦対が翼の境界層に干渉し、翼背面上の逆流を抑えることが可能であることを報告している。鈴木ら⁽⁴⁰⁾は迎え角を有する平板翼前縁からはく離したはく離せん断層に渦輪を打ち込むことによりはく離領域を縮小することが可能であることをスモークワイヤ可視化法およびLDV計測から明らかにしている。望月ら⁽⁴¹⁾はその時の制御効率について調べ、最大効率が42%となることを報告している。また、Peterら⁽⁴²⁾は、図1.2.6に示すように翼前縁に回転円柱を取り付けることにより、翼前縁から発生するはく離を抑えることができることを煙を用いた可視化法で捉え報告している。

最近では、非定常運動翼を用いたはく離の制御が多く試みられている。この時、大型かつ重量の大きいものではそれを駆動するだけでも大動力が必要となるため、エネルギー効率を考えると有効な制御とはならない可能性が高い。そのために可能な限り小型かつ軽量のものを利用した制御、すなわちMEMSによる制御が有効であると考えられる。Stephenら⁽⁴³⁾は翼後縁に取り付けた多数の微小平板翼をマイクロアクチュエータにより様々なモードにより運動させることによりはく離を制御しようと試みている。Josephら⁽⁴⁴⁾⁽⁴⁵⁾らは、図1.2.7, 1.2.8に示すようにプランジング運動翼をバックステップやブラフボディ後流に設置することにより逆流領域を減少した研究を報告している。これらの微小平板翼、プランジング運動翼は小型であるため $10^3 < Re < 10^4$ の領域での運動となる。

このように、最近ではMEMSによる非定常運動翼を用いたはく離の制御も多く試みられており、そのレイノルズ数も $10^3 < Re < 10^4$ の領域を対象としたものが多い点から、本研究の成果はこれらはく離の制御についても有効なものになると考えられる。

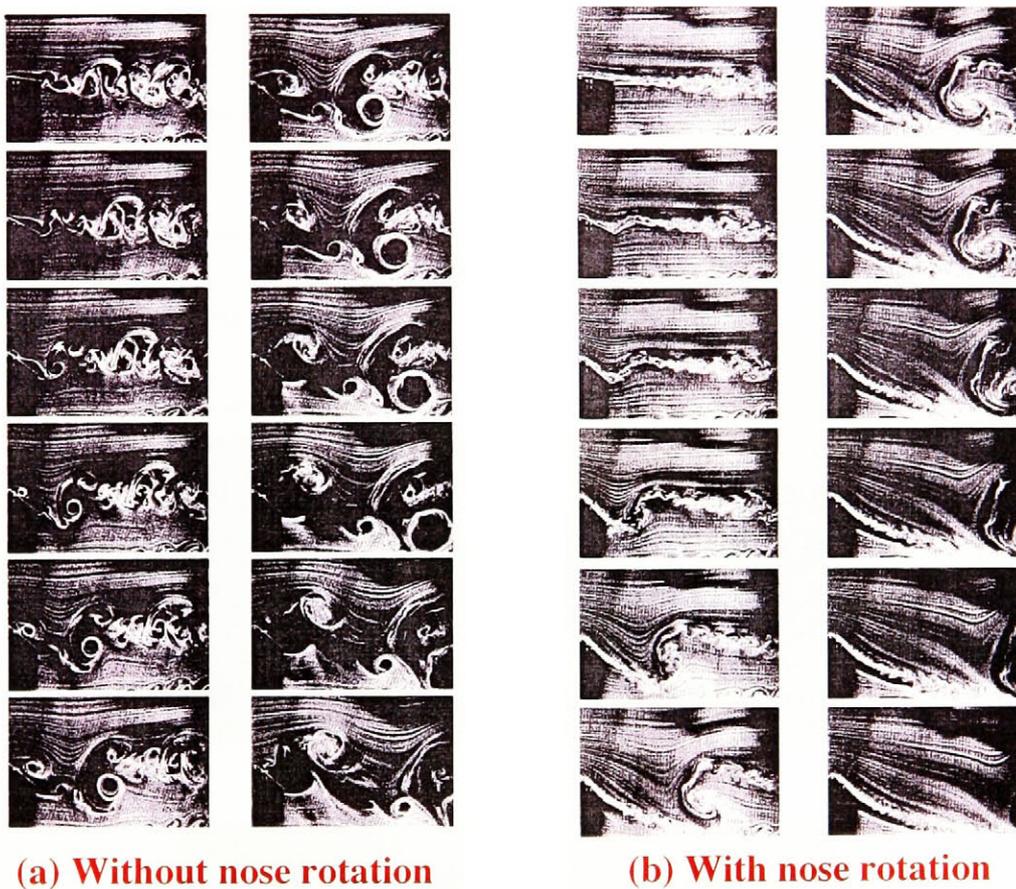
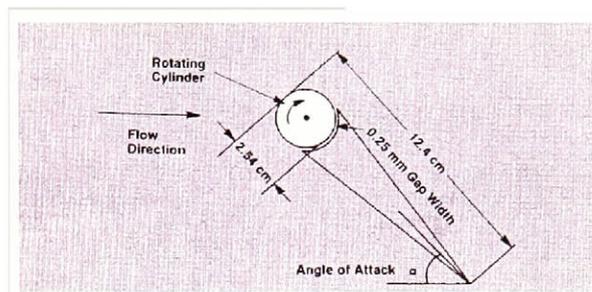


Fig. 1.2.6 Movie sequence of streakline patterns around the airfoil in dynamic pitch ⁽⁴²⁾.

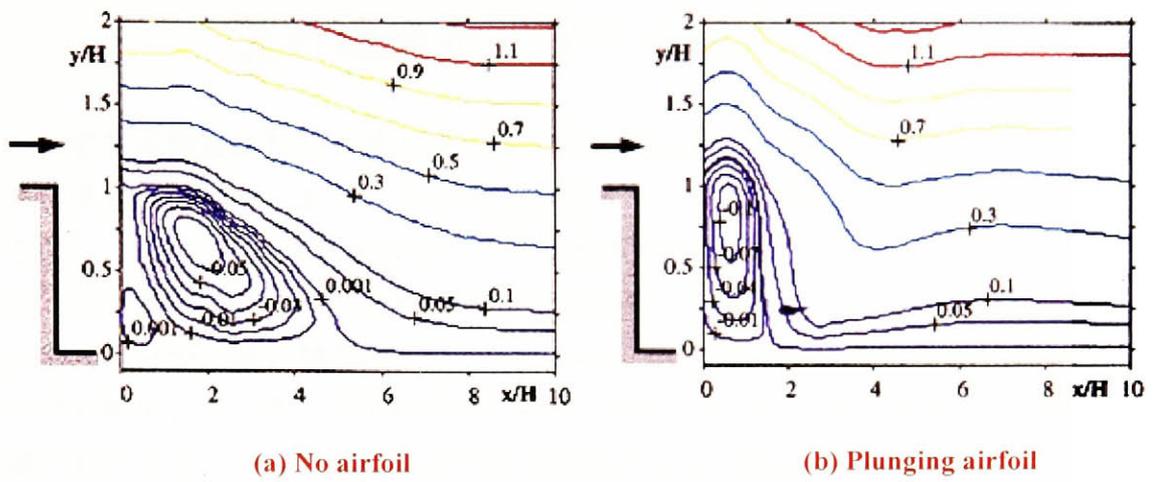
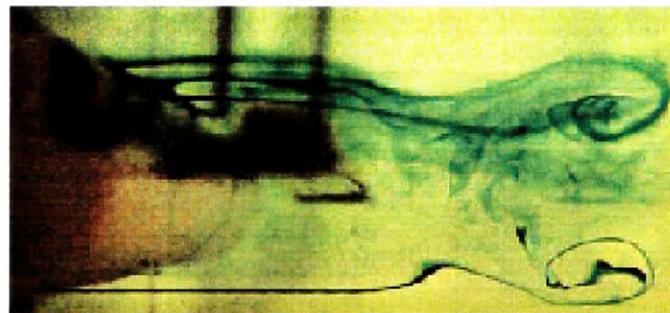
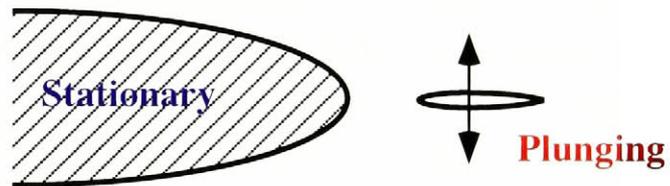
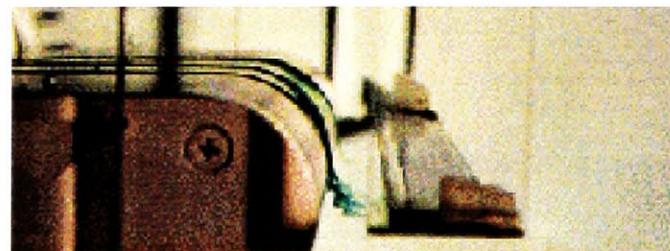


Fig. 1.2.7 Mean non-dimensional streamlines for a backward-facing step flow ⁽⁴⁵⁾



(a) Stationary airfoil



(b) Plunging airfoil

Fig. 1.2.8 Flow over a stationary airfoil ⁽⁴⁵⁾

1.2.4 数値計算による非定常運動翼まわりの流れ場解析に関する研究

非定常運動翼まわりの流れ場に関する研究は数値計算からも様々な解析法により研究が行われており、非定常運動翼まわりの流れ場のフローパターンだけでなく、速度ベクトルや渦度といった定量的な評価も行われている。大羽ら⁽⁴⁸⁾⁽⁴⁹⁾は、ナビエ・ストークス方程式を差分法を用いて解析し、ピッチング運動を行う平板翼背面の渦の発生過程について調べ、またその時の回転中心の影響についても報告している。麻生ら⁽⁵⁰⁾は、MAC法により $3.8 \times 10^4 < Re < 2.8 \times 10^5$ の領域におけるピッチング運動翼まわりの解析を行い、Dynamic Stall を捉えようとしている。小島ら⁽⁵¹⁾は、渦法により $Re = 5.0 \times 10^5$ の領域においてピッチング運動と並進運動の組み合った非定常運動翼まわりの流れ場解析を行い、そのフローパターンとそれに働く非定常流体力について報告している。Guilmineau ら⁽⁵²⁾は $Re = 10^6$ の領域において3種類の翼を対象に B - B model, BSL k - ω model 及び BSL k - ω model の3つの乱流モデルを用い、ピッチング運動翼まわりの流れ場解析を行い、その非定常流体力特性について報告している。また、Mittal ら⁽⁵³⁾は、 $1.0 \times 10^3 < Re < 1.0 \times 10^5$ における静止翼、また落下する翼まわりの流れ場解析を有限要素法により行っている。

これらの数値計算は従来の実験研究と同様に高レイノルズ数領域を対象としたものがほとんどである。またそれらの可視化結果から非定常はく離の大規模な構造は捉えられているもののその詳細は未だ明らかになっていないのが現状である。

1.3 本研究の目的

本研究での具体的項目を以下に挙げる。

1. ピッチング運動翼まわりの流れ場の構造

1-1. ピッチング運動翼背面上の流れ場の構造

ピッチング運動翼前縁から発生したはく離渦の翼背面上での挙動および翼後縁から発生したはく離渦との干渉の様子を可視化し、その挙動・構造の詳細について調べる。

1-2. ピッチング運動翼後流の構造

ピッチング運動翼後流を翼6弦長程度後方まで可視化し、ピッチング運動翼前縁および後縁から発生したはく離渦がどのような干渉を行い、翼後流でどのような構造となっているのかについて調べる。

2. ピッチング運動翼前縁／後縁から発生する離散的是く離渦の挙動とその発生周波数

ピッチング運動翼前縁および後縁近傍の局所的な流れ場を可視化することにより、発生するはく離渦の挙動・発生数、およびそれらによる非定常はく離の構造について調べる。

3. ピッチング運動翼に働く非定常流体力特性

ピッチング運動翼に働く非定常流体力を測定し、非定常揚力および抗力特性について調べる。具体的には、非定常流体力の変動幅、時間平均値、時間的変化特性、ヒステリシスループ特性について調べ、また流れ場との比較を行い、発生する渦と非定常流体力との関連性について調べる。

4. 渦法を用いたピッチング運動翼まわりの流れ場解析

渦法によるピッチング運動翼まわりの流れ場解析の手法を導入し、可視化像との比較を行い、可視化実験結果では捉えることの困難である流れ場の詳細な構造について調べる。

第2章 実験装置

本研究では、ピッチング運動翼を対象に流れ場の可視化実験と非定常流体力実験を行う。可視化実験には試験風洞と回流水槽を用いる。ピッチング運動翼近傍の局所的な流れ場の可視化に試験風洞を用い、ピッチング運動翼近傍の流れ場と十分に後方まで含めた後流の可視化を回流水槽を用いて行っている。また、小型6軸力覚センサを用いた非定常流体力測定実験は回流水槽を用いる。本研究では、形状の異なる5種類の供試翼を対象にこれらの実験を行った。以下に、本研究において主な実験装置となる試験風洞、回流水槽、および供試翼の翼形状について説明する。

2.1 試験風洞

本研究では、試験風洞を用い、シュリーレン可視化実験を行った。本実験で使用する試験風洞概略を図2.1.1, および2.1.2に示す。最小風速 $V_{\min} = 0.5$ [m/sec], 最大風速 $V_{\max} = 30$ [m/sec] の木製の低流速風洞である。空気は風量調節装置を通過し、送風機によつてディフューザーから整流用金網を通過し、流れが整流され、ノズルを通り観測部へと至る。

400[mm]×122[mm]の長方形吹き出し口をもつ風洞においては、吹き出し部は整流胴から1/9に絞られた後、さらに3/5ほど横方向に絞られている。また境界層厚さは流路の8%程度であり、それより内部では流れ方向、水平、垂直方向において流速は一定、乱れ度も3~5%程度となっている⁽⁵⁴⁾。

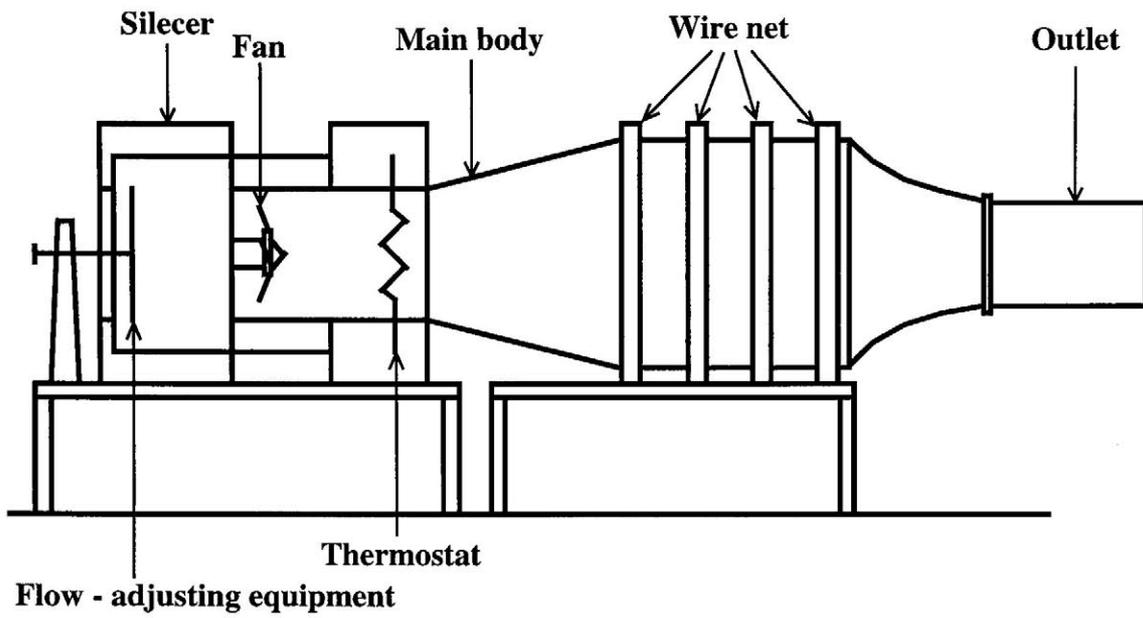


Fig. 2.1.1 Schematic view of the wind tunnel

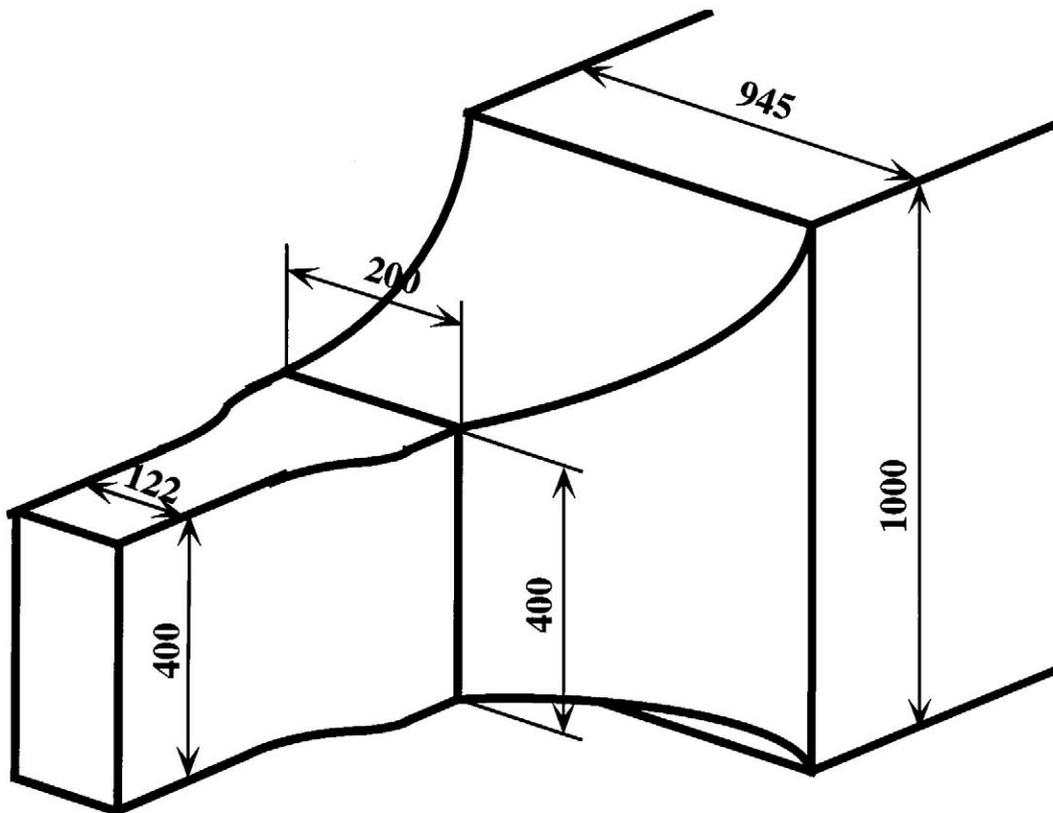


Fig. 2.1.2 Details of the wind tunnel outlet

2.2 回流水槽

本研究に使用する回流水槽概略図を図 2.2.1 に示す。回流水槽は（株）西日本流体技研製 Personal Tank PT70 である。また、この回流水槽に取り付けられたモータは三相交流インジェクションモーターであり、200[V]で 0.4[KW]を出力する。最小流速 $V_{\min} = 0.02$ [m/s]、最大流速 $V_{\max} = 1.0$ [m/s] である。試験部はアクリル樹脂製となっており、側面及び底部からの可視化が可能である。試験部の寸法を図 2.2.1 に示す。

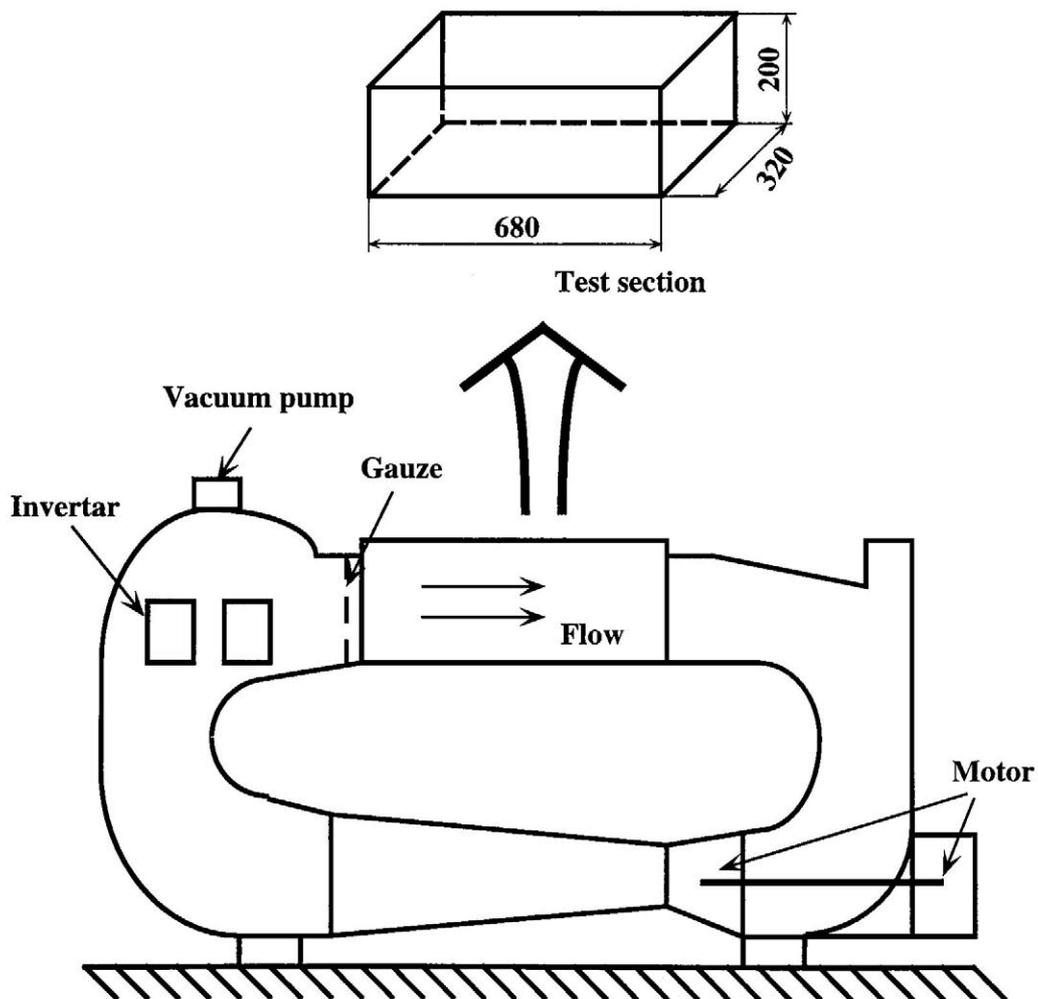


Fig. 2.2.1 Schematic view of the water tunnel

2.3 供試翼

本研究では、可視化実験及び非定常流体力測定実験の両実験において、翼形状による流れ場および流体力特性への影響を調べるために5種類の供試翼を用いた。使用した供試翼を以下に記す。

1. Flat Plate (平板翼)
2. NACA0010
3. NACA0020
4. NACA65-0910
5. BTE (Blunt Trailing Edge 翼)

平板翼は翼前縁に角部を有しているために、いずれの迎え角においてもはく離点が固定され、常にはく離する。一般に、翼としての性能は良くないことから通常はほとんど利用されていない。しかしながら、Sunada ら⁽³⁵⁾は、翼厚が小さく、翼前縁が鋭く尖り、またキャンバ(反り)を有することにより、低レイノルズ数領域においては、翼性能が増加する傾向にあることを報告している。従って、ピッチング運動を行った場合でも高い性能が得られることも予想される。また、はく離点固定の影響が流れ場の構造、発生する渦の挙動、また非定常流体力特性に表れることが考えられる。従って、本研究では一般的には利用されていない平板翼を供試翼の一つとして用いた。また、本研究では、平板翼先端を尖らせる、キャンバをつける等の加工は施しておらず、単純な平板翼として用いた。シュリーレン可視化実験時にのみ、翼厚の異なる(翼弦長に対して10%と5%の翼厚)を用い、平板翼における翼厚の違いについて調べる。流体力測定実験の場合に、翼厚が翼弦長の5%の場合には、弾性変形を起こすために翼厚10%の平板翼のみ使用した。

NACA0010 は翼弦長に対して10%の翼厚をもつ対称翼である。同様にNACA0020 は翼弦長に対して20%の翼厚をもつ対称翼である。NACA0020 は非常に分厚い翼形状であるために一般的に翼としてはほとんど使用されていない。NACA65-0910 は翼弦長に対して10%の翼厚をもち、かつキャンバをもった翼である。NACA65 シリーズの供試翼は最大厚みの位置が一般のNACA シリーズの供試翼に比べ翼後縁側となることがよく知られている。

BTE は翼前縁が尖り、翼後縁が分厚く、かつ翼背面上が平らな特殊な形状と

なる。この供試翼は高レイノルズ数および高マッハ数の超音速領域に使用される翼である。超音速領域では、翼背面上の加速流れが音速に比べ大きくなるために翼背面上に垂直衝撃波が形成され、造波抗力が急激に増大する。翼前縁が尖った形状の場合に比べ、翼前縁が丸みを帯びた形状の方が造波抗力は大きくなる。そのために翼前縁を尖った形状にし、また、このままでは翼の強度が低下するために後縁に厚みを持たせ、さらに、揚力を稼ぐためのキャンバをつけている。このような超音速用の供試翼を本研究で使用した理由は、翼形状の違いを調べるだけでなく、低レイノルズ数領域において非定常運動を行った場合にどのような性能を発揮するかということ調べるためでもある。

これら5種類の供試翼を用い、はく離点の影響、翼厚の影響、キャンバの影響、翼先端形状の影響についての考察が可能となる。また、翼弦長および翼スパン長さは各実験において異なっている。これら供試翼断面形状を図 2.3.1 に示す。

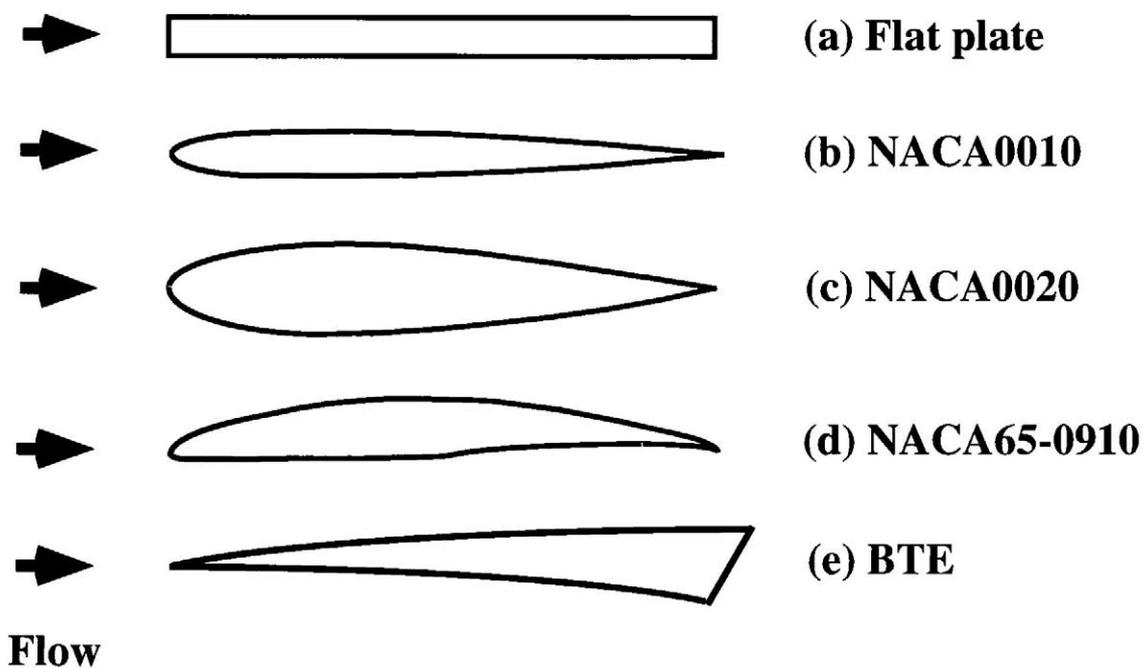


Fig. 2.3.1 Configuration of test airfoils

第3章 ピッチング運動翼まわりの流れ場の構造

これまでにピッチング運動翼まわりの流れ場に関する研究は多数行われている。その中でも流れ場の可視化⁽⁵⁵⁾⁽⁵⁶⁾は水素気泡法，スモークワイヤ法，シュリーレン可視化法，染料を用いた可視化法，数値計算等により行われ，鮮明な可視化像から興味深い現象が多数報告されている。しかしながら，これらの多くは翼背面上に形成される大規模な逆流域等の現象は捉えられているものの，それらの一連の発生メカニズムについては明らかにされていない。また，ピッチング運動翼の十分な後方まで含めた可視化は行われていない。そこで，本研究では，ピッチング運動翼まわりの流れ場の構造を広範囲に調べるために染料と回流水槽を用いた流れ場の可視化実験を行う。その中でも，特にピッチング運動翼背面上に発生するはく離渦の挙動と翼から十分に離れた後流に注目し，可視化を行う。

3.1 フローパターンの可視化実験

3.1.1 フローパターンの可視化実験装置

本実験では，回流水槽と染料を用い可視化実験を行った。図 3.1.1 にフローパターン可視化実験装置を示す。その装置は回流水槽，供試翼，加振装置，ハロゲンシート光源，平面鏡，デジタルビデオカメラにより構成されている。

ハロゲンシート光源は2個使用し，ピッチング運動翼近傍の可視化時には2

個を並列に使用し、後流の可視化時には縦列に使用している。また、シート幅は調整可能であるが、本実験では約5 [mm]で使用した。また、光の強さも調整可能である。ハロゲンシート光源の詳細について以下に記す。

ハロゲンシート光源・・・・・・株式会社モリテックス
 MHF - 150L (150[W] 高輝度タイプ)
 ラインライトガイド・・・・・・株式会社モリテックス
 MKP 180 - 1500S
 集光レンズ・・・・・・株式会社モリテックス
 MLP 180

デジタルビデオカメラは一般の家庭用カメラであり、その詳細を以下に記す。また、本実験でのシャッタースピードは1/60である。

デジタルビデオカメラ・・・・ソニー株式会社製 DCR - VX 1000
 撮像素子・・・・・・1/3 インチ CCD 個体映像素子
 レンズ・・・・・・10 倍ズームレンズ (f= 5.9~59 [mm])
 シャッタースピード・・・・・・1/4~1/10000

ピッチング運動翼より染料を流出させ、それにハロゲンシート光を当て発光させる。その可視化像をデジタルビデオカメラを介し、パソコンへと取り込む。パソコン上で流脈及び渦の陰影を強調し、また流脈及び渦以外の背景を黒く塗ることにより、最終的な可視化像を得ている。

3.1.2 染料流出孔付き供試翼

本実験では翼前縁、翼背面、翼腹面に染料流出孔を有する特殊な供試翼を用いる。供試翼 NACA65-0910 及び BTE は以前より本研究室に有しており、 $c=0.04$ [m], $l=0.12$ [m] である。NACA65-0190 は翼前縁に1個、翼背面及び腹面上にそれぞれ8個の染料流出孔を有している。BTE 翼は翼背面及び腹面上にそれぞれ10個の染料流出孔を有している。また、平板翼、NACA0010, NACA0020 の染料流出孔付き供試翼を新たに作成した⁽⁵⁷⁾。それらはいずれも $c=0.06$ [m], $l=0.20$ [m] である。これら3つの供試翼は翼背面の一部が取り外し可能であるために圧力測定用センサの埋込等も可能であり、さらには翼の回転中心を翼前縁から1/2 弦長と1/4 弦長に変化させることが可能である。

5つの染料流出孔付き供試翼の染料流出孔直径は $d=0.5$ [mm] であり、染料の

独立性を保つためにこれらの位置は全て翼スパン方向に異なっている。これら5つの供試翼を図3.1.2(a)~(e)に示す。

また、これらの供試翼を用い可視化を行う場合、ハロゲンシート光源が供試翼背面上で乱反射するために鮮明な可視化像を得られない場合がある。そのため、新たに作成した3種類の供試翼表面につや消しの黒色塗料を塗ったフィルムを貼っている。フィルムは自動車用の透過率5%の黒色ウィンドフィルムである。このフィルムは現有していたNACA65-0910とBTEには使用していない。

3.1.3 フローパターンの可視化用染料

本実験ではハロゲンシート光源により発光する3種類の染料を用いた。それらはハロゲンシート光源により、緑色に発光するウラニン、赤色に発光するローダミンB、白色に発光するタール色素である。染料の濃度はそれぞれ0.15[%]、0.075[%]および5.0[%]である。その詳細を以下に記す。タール色素は一般的に使われている入浴剤を使用した。純水にこれらを完全に溶解させ、その溶液を染料として使用した。染料は病院で使われる点滴用の輸液パックから輸液チューブを通り染料流出孔付き供試翼へと流れる。染料流出孔から流体中へと流出する時、染料が流体から噴出しない程度の高さに輸液パックを吊し、重力によって染料を流出させている。

●フローパターン可視化用染料

ウラニン (Uranine)	関東化学株式会社 $C_{20}H_{10}Na_2O_5$
ローダミン B (Rohdamin B)	関東化学株式会社 $C_{28}H_{31}Cl_2O_3$
タール色素 (Tar pigment)	アース製薬株式会社 入浴剤「露天湯めぐり (群馬桜山の湯)」 赤色 230 号の(1)

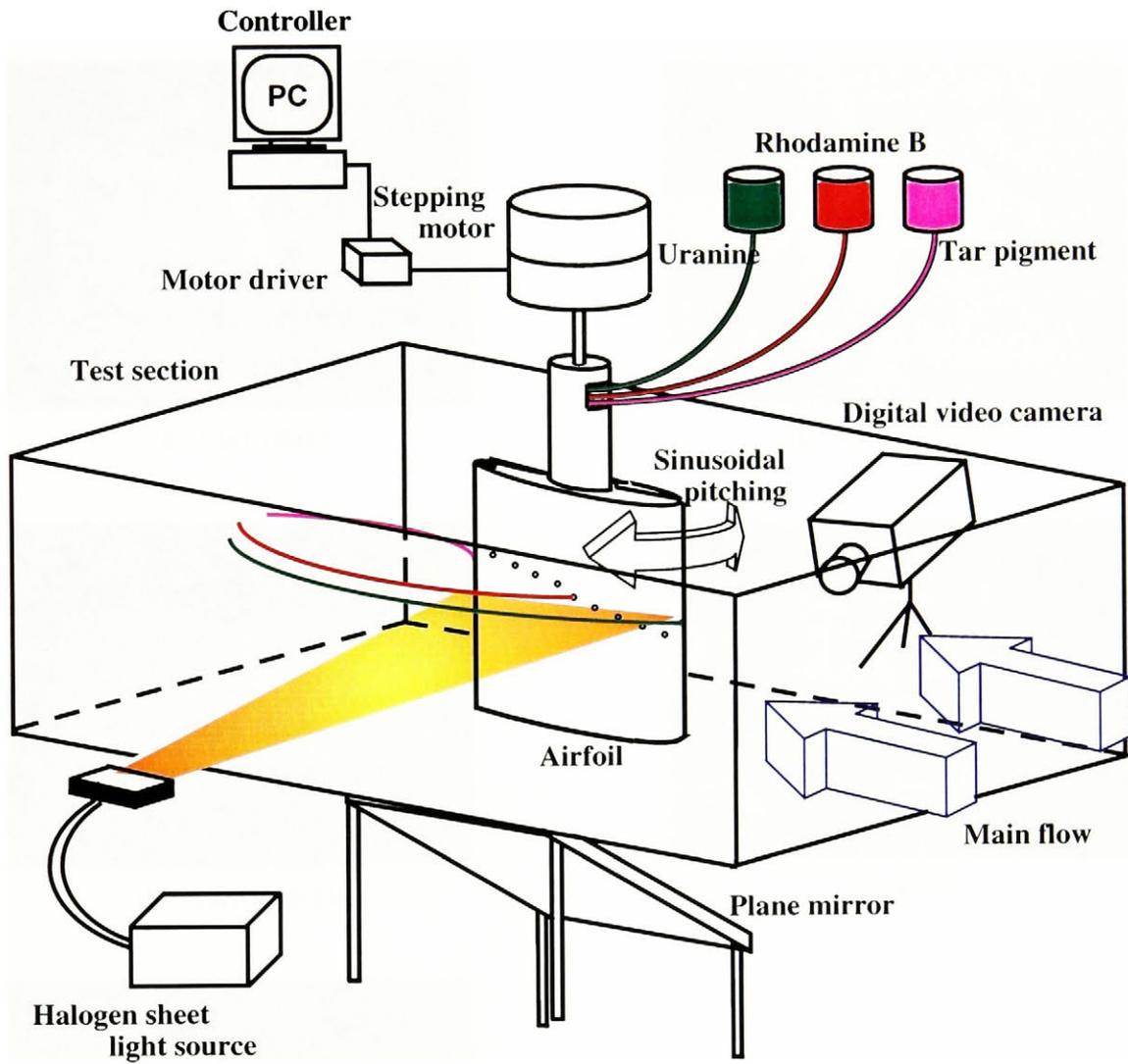
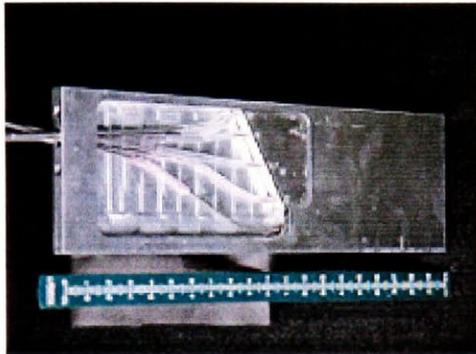


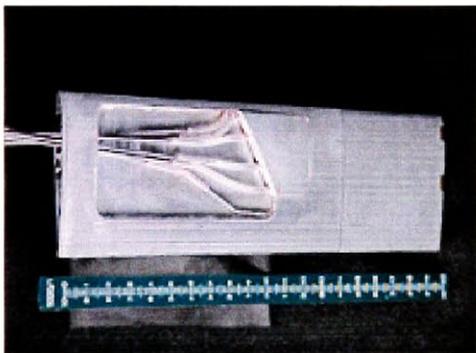
Fig. 3.1.1 Experimental apparatus for flow visualization



(a) Flat plate



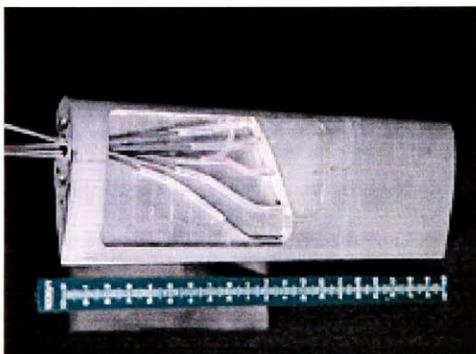
(d) NACA65-0910



(b) NACA0010



(e) BTE



(c) NACA0020

Fig. 3.1.2 Test airfoils for flow pattern visualization

3.1.4 加振装置

3.1.4.1 加振装置の構成

本実験における加振装置の構成機器として、ステッピングモータ、バネカップリング、ベアリングを使用した。ステッピングモータの詳細を以下に示す。高精度なピッチング運動を実現するためにギヤヘッドを用い、1/10 に減速し、 $0.072[^\circ / \text{step}]$ のピッチング運動を可能とした。また、高速なピッチング運動を実現するため以下のコントロールボードを使用した。

ステッピングモータ・・・ オリエンタル株式会社製 CSK564BP-TG10
基本ステップ角 $0.72[^\circ / \text{step}]$

コントロールボード・・・ 株式会社コンテック製
パルスモータコントロール
モジュール PMC-1C(98)
出力パルス周波数範囲 1～81910[PPS]

3.1.4.2 加振装置の制御

実際には、流体中でピッチング運動を行なう時、供試翼にかかる負荷などが原因で設定したピッチング振幅とピッチング周波数を実現できない場合がある。従って、動作パルス数 G とモータ回転周波数 BT に補正值を加える必要がある。この補正值は、流体中でピッチング運動を行い、設定値と実際の波形とのずれを確認し、人為的、経験的に求めたものである。

本実験では、図 3.1.3 に示すように、縦軸を角度、横軸を時間とすると、正弦波波形でピッチング運動を行う。

正弦波波形で加振を行なう時、角度 θ_i は式 (3.1.1) で表される。

$$\theta_i = A \sin(2\pi ft) \quad (3.1.1)$$

θ_i : 時間 t の角度
 A : ピッチング振幅
 f : ピッチング周波数
 t : 時間

実際にステッピングモータでこの動作を実現する場合、図 3.1.4 のように角度を数分割し、区間 $\theta_1 \sim \theta_2$ を角速度 ω_1 、区間 $\theta_2 \sim \theta_3$ を角速度 ω_2 というよ

うに各区間において変更することにより正弦波波形の近似を行う。理論上、分割数は多い程近似波形は滑らかになるが、分割数を多くすると1区間の角度が小さくなるためにステッピングモータの動作が安定しない。これまでの実験により、本実験で使用した加振装置を用いる場合には分割数 $N=13$ において十分な正弦波波形の近似とステッピングモータの安定した動作が得られている。

ステッピングモータの回転角度は動作パルス数により決定される。1分割間 $t_{i-1} \sim t_i$ にステッピングモータが回転する角度 S_i は式 (3.1.1) より

$$S_i = \theta_i - \theta_{i-1} \quad (3.1.2)$$

となる。また、動作パルス数は、式 (3.1.3) のように定義される。

$$\text{動作パルス数} = \text{回転角度} [^\circ] / \text{基本ステップ角} [^\circ] \quad (3.1.3)$$

ここで基本ステップ角とは、1パルス出力された時にモータが回転する角度のことで、本実験において基本ステップ角は $0.072 [^\circ]$ である。1分割分モータを回転させるのに必要な動作パルス数 G は、式 (3.1.3) より

$$G = S_i / 0.072 \quad (3.1.4)$$

ステッピングモータの回転速度はモータ回転周波数により決定される。モータ回転周波数とは1秒間に発生するパルス数[pps]であり、次の式で表される。

$$\text{モータ回転周波数[pps]} = \text{角速度} [^\circ / \text{sec}] / \text{基本ステップ角} [^\circ] \quad (3.1.5)$$

従って角速度が $1 [^\circ / \text{s}]$ 、基本ステップ角が $0.1 [^\circ]$ の場合、モータ回転周波数は $10 [\text{pps}]$ となる。本実験では基本ステップ角は $0.072 [^\circ]$ であるから式(3.1.5) は、モータ回転周波数を Bt_i 、角速度を X_i として、

$$B T_i = X_i / 0.072 \quad (3.1.6)$$

となる。角速度 X_i は、1分割間にモータが回転する角度 S_i を、その1分割の時間で割ったものなので、式(3.1.7)のようになる。

$$X = S_i / (t_i - t_{i-1}) \quad (3.1.7)$$

以上のように動作パルス数とモータ回転周波数をプログラム上で設定することにより、正弦波形近似した振動波形を実現している。

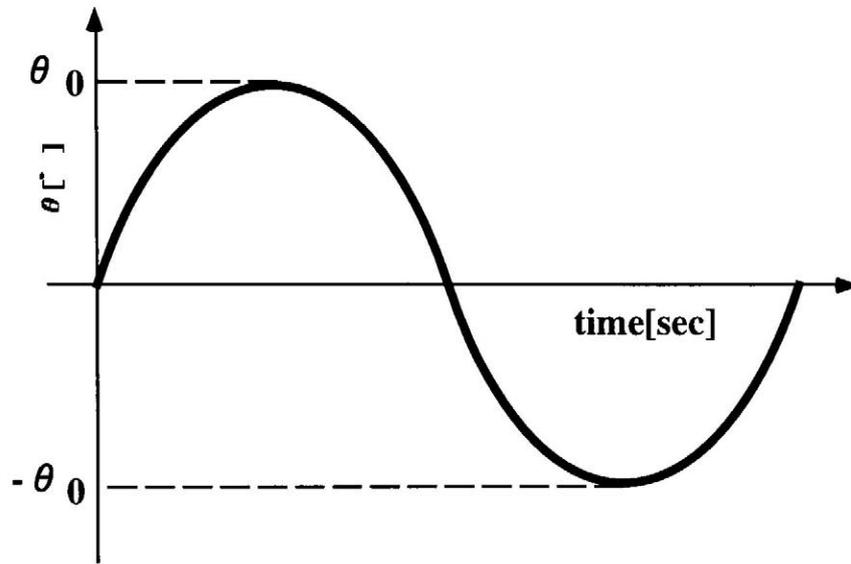


Fig. 3.1.3 Sinusoidal wave of pitching motion

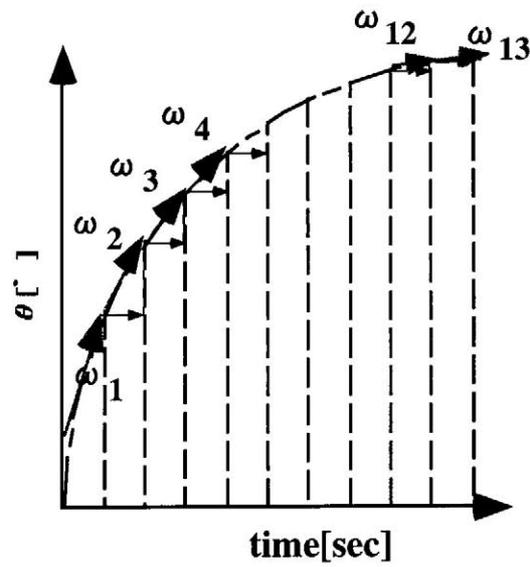


Fig. 3.1.4 Approximate wave of the pitching motion

3.1.4.3 ピッチング運動近似波形

本実験では、翼のピッチング運動を主に正弦波波形により行った。また、幾つかの実験においては、ピッチング運動の角加速度の影響を調べるために角速度一定となる三角波波形でも行った。そこで、本加振装置において、正弦波波形、および三角波波形が正確に実現されているか調べるために、関数値との比較を行った。正弦波波形は式(3.1.1)で表されるように $A \sin(2\pi ft)$ で与えている。

NACA65-0910 を $A = \pm 6^\circ$ とし、正弦波波形と三角波波形でのピッチング運動を行う場合の迎え角の変化をそれぞれ図 3.1.5, 3.1.6 に示す。図(a)~(h)の結果は、それぞれ $f_p = 0.05, 0.1, 0.3, 0.5, 0.8, 1.0, 2.0, 3.0$ [Hz]の結果を示す。三角波波形の場合には、(h) $f_p = 3.0$ [Hz]の実現が困難であったために $f_p = 2.6$ [Hz]で行った。赤い実線が実験値、青い実線が関数値を示す。

正弦波波形の場合には、上死点および下死点において実験値が関数値に比べ尖った波形となっている。従って、理想的な正弦波波形に比べ、上死点および下死点の加速度が若干大きくなっていることが予想される。しかしながら、いずれのピッチング運動、ピッチング周波数においても、ピッチング周期、ピッチング振幅共に実験値と関数値が比較的良好に一致しているがわかる。従って、本実験で用いた加振装置は十分に正確な正弦波波形、および三角波波形を実現していると言える。 $A = \pm 6^\circ$ 時の $f_p = 0.02, 0.13, 0.2, 0.7, 1.5$ [Hz], また $A = \pm 30^\circ$ 時の $f_p = 0.3$ [Hz]でのピッチング運動も正確に実現されていることを確認している。

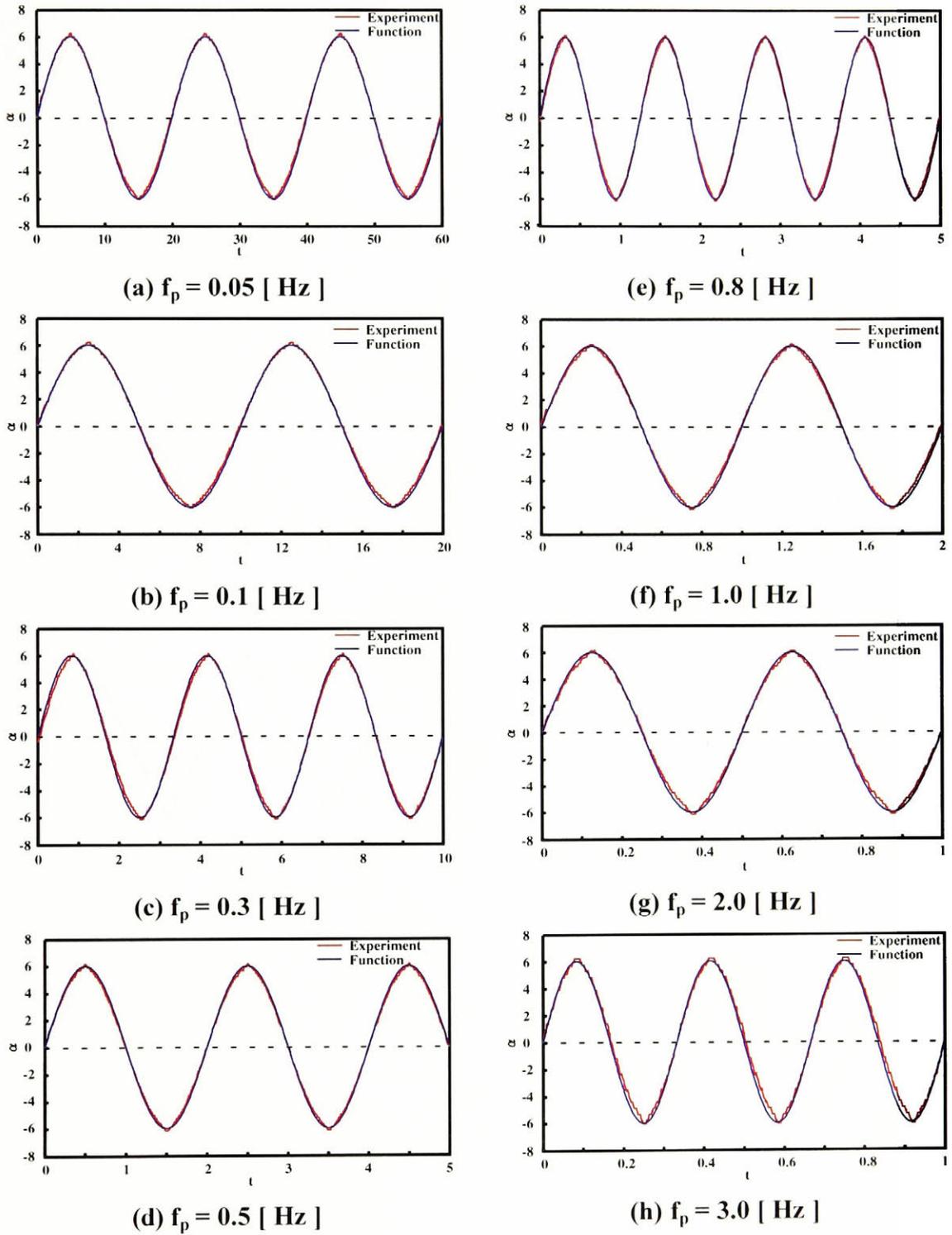


Fig. 3.1.5 Trajectory of the attack angle of the pitching airfoil with sinusoidal wave ($A = \pm 6^\circ$)

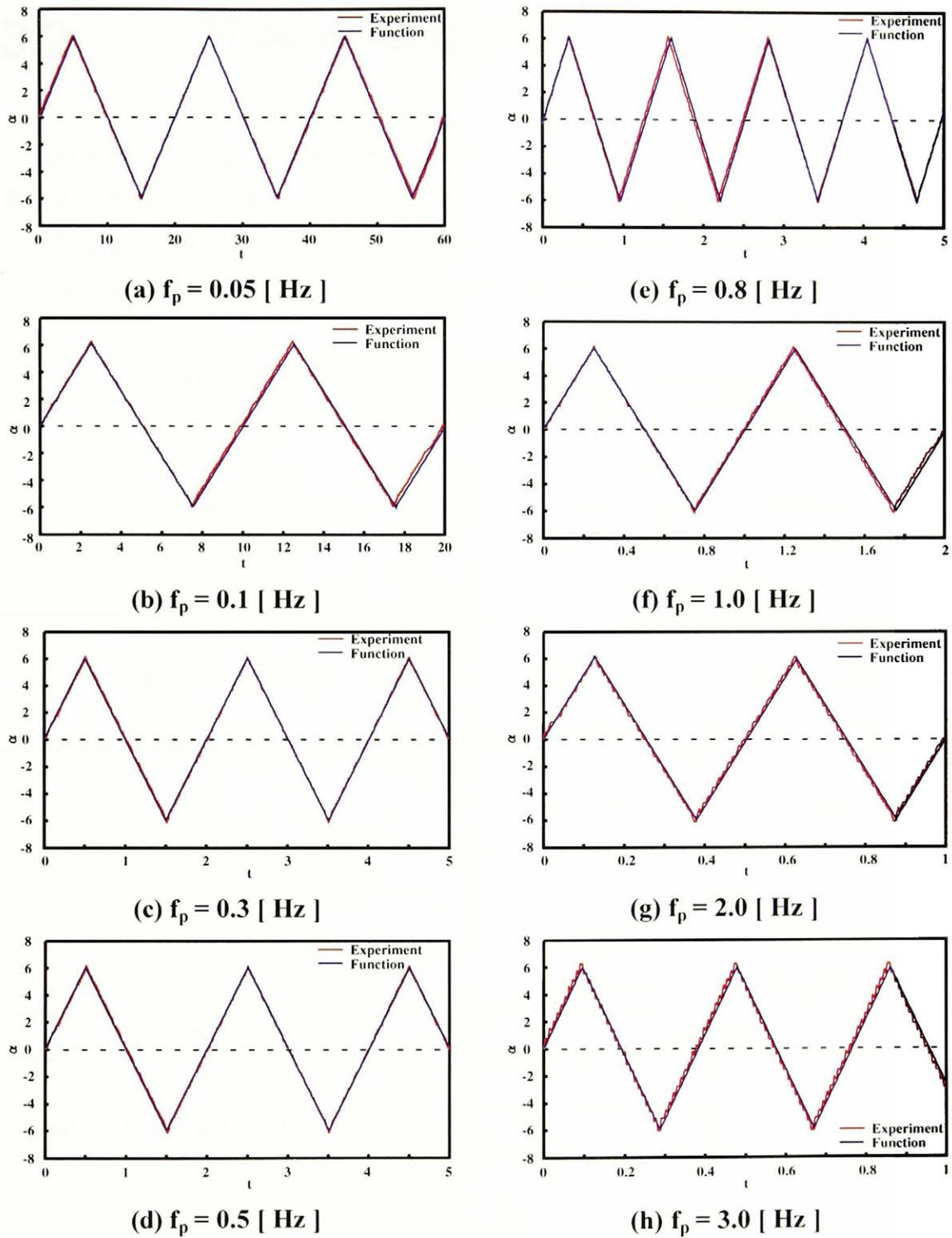


Fig. 3.1.6 Trajectory of the attack angle of the pitching airfoil with triangular wave ($A = \pm 6^\circ$)

3.2 可視化実験パラメータ

回流水槽及び2種の染料を用いたフローパターン可視化実験では、翼弦長の異なる5種類の供試翼を使用している。そのために、主流速度 V_0 およびピッチング周波数 f_p を調整することによりレイノルズ数および無次元角速度を統一している。本実験の実験パラメータを表3.2.1に示す。

Table 3.2.1 Parameters for flow pattern visualization

Airfoil	Flat Plate ($c = 0.06[m]$) NACA0010 ($c = 0.06[m]$) NACA0020 ($c = 0.06[m]$) NACA65-0910 ($c = 0.04[m]$) BTE ($c = 0.04[m]$)
Re (= $\nu c/V_0$)	4.0×10^3 ($c 0.06[m] \rightarrow V_0 = 0.067 [m/sec]$) ($c 0.04[m] \rightarrow V_0 = 0.1 [m/sec]$)
k (= $2 \pi f c / 2 V_0$)	0.063 ($c 0.06[m] \rightarrow f_p = 0.02 [Hz]$) ($c 0.04[m] \rightarrow f_p = 0.05 [Hz]$) 0.377 ($c 0.06[m] \rightarrow f_p = 0.13 [Hz]$) ($c 0.04[m] \rightarrow f_p = 0.30 [Hz]$)
$\alpha_m [^\circ]$	6, 12, 16, 24
A [^\circ]	± 6
Location of the pitching motion center	1/2

3.3 ピッチング運動翼背面上の流れ場の構造

本節では、3種類の染料と回流水槽を用いた流れ場の可視化実験により、ピッチング運動翼前縁から発生したはく離流脈の翼背面上の挙動及び構造、またこれと翼後縁から発生するはく離流脈・渦との干渉に注目し、考察を行う。

本実験では、図 3.3.1 に示すように、翼前縁よりウラニン、翼背面後縁よりローダミン B を流出させ、可視化を行う。

3.3.1 低迎え角におけるフローパターン

本節では、平板翼以外の供試翼において静止状態時にはく離が発生しない迎え角の場合の構造について調べる。

$\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ において、 $k = 0.063, 0.377$ でのピッチング運動を行う NACA 65-0910 の翼近傍のフローパターンをそれぞれ図 3.3.2, 3.3.3 に示す。図(a)が下死点 ($\alpha = 0^\circ$)、(b)(c)が迎え角増加時、(d)が上死点 ($\alpha = 12^\circ$)、(e)(f)が迎え角減少時のフローパターンを示す。

$k = 0.063$ の場合には、下死点では、翼背面は完全に翼に沿った流れとなる。迎え角が増加するにつれ、翼背面後縁から発生したオレンジ色の染料が翼背面上を翼前縁に向かって逆流している。上死点においては、翼前縁から発生した緑色の染料が翼背面前半部に沿っているものの、後半部は緑色の染料は背面から離れ、オレンジ色の染料が翼背面上を逆流している。迎え角が減少につれ、この逆流域は小さくなり、下死点において再び翼背面に沿った流れとなる。従

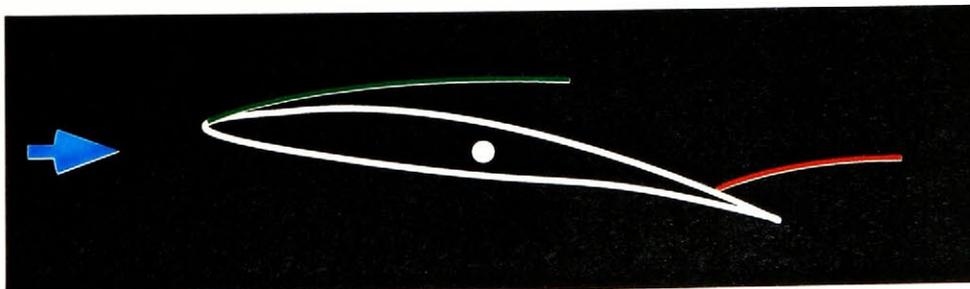


Fig. 3.3.1 Test airfoil and two dyes for flow visualization

って、 $k = 0.063$ の場合には準定常的な現象となる。

一方、 $k = 0.377$ の場合には、迎え角増加時には常に翼背面に沿った流れとなり、上死点においても翼背面上に逆流域は発生しない。迎え角減少時の翼背面後半部に小さな逆流域が生成される。従って、 $k = 0.377$ の場合には、ほぼ翼に沿った流れとなり、生成される逆流域も小さい。

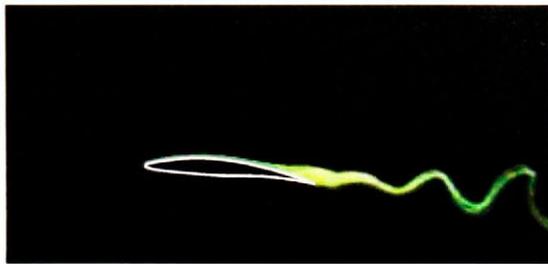
$\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ において、 $k = 0.063, 0.377$ でのピッチング運動を行う BTE の翼近傍のフローパターンをそれぞれ図 3.3.4, 3.3.5 に示す。

BTE は、静止状態時においても $\alpha = 12^\circ$ 付近までは翼に沿った流れとなる。そのため、 $k = 0.063$ においては、上死点から迎え角増加時には翼背面に沿った流れとなる。しかしながら、上死点において翼前縁からはく離し、翼背面上は逆流域に覆われる。一方、 $k = 0.377$ においては、迎え角増加時には翼背面に沿った流れとなり、上死点から迎え角減少時にかけて翼背面後半部のはく離流脈に多少の乱れが生じる。しかしながら、この乱れにより翼背面に逆流域が生成されることはない。

$\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ において、 $k = 0.377$ でのピッチング運動を行う NACA 0010, NACA0020 の翼近傍のフローパターンをそれぞれ図 3.3.6, 3.3.7 に示す。

$k = 0.063$ の場合には、平板翼も含め全ての供試翼において、そのフローパターンは準定常的な現象となっている。また、 $k = 0.377$ の場合には、NACA0010 においては迎え角増加時に常に翼に沿った流れとなる。NACA0020 においては、翼厚が非常に厚いために翼背面後半部には静止状態時でさえも逆流域が形成され、上死点では完全に翼前縁よりはく離する。しかしながら、 $k = 0.377$ でのピッチング運動を行う場合には、迎え角増加時には翼背面全体に沿った流れとはならないものの、常に翼背面前半部には沿った流れとなる。

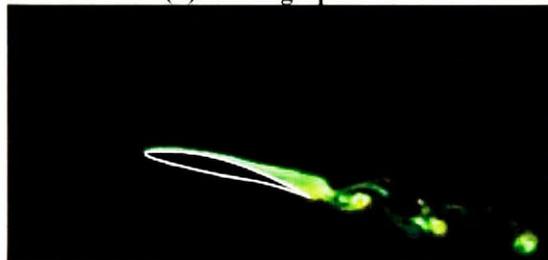
従って、 $k = 0.063$ の場合には、いずれの供試翼においても準定常的な現象となるが、 $k = 0.377$ になると、迎え角増加時には、静止状態時に比べ翼背面に沿った流れとなることがわかる。また、平板翼の $k = 0.377$ における現象は 3.3.2.3 節で説明する。



(a) Bottom dead position



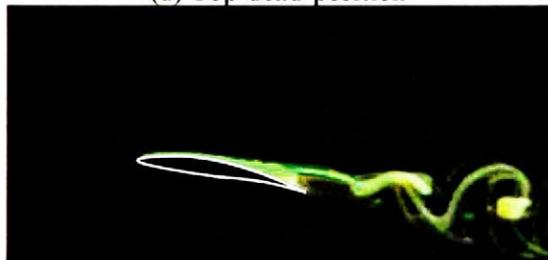
(b) Moving upward



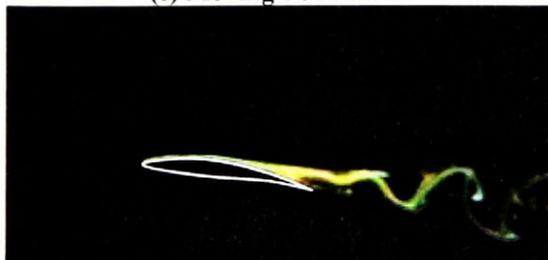
(c) Moving upward



(d) Top dead position



(e) Moving downward

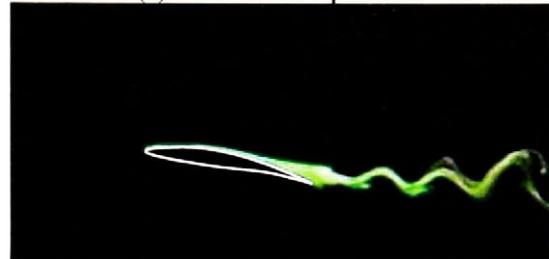


(f) Moving downward

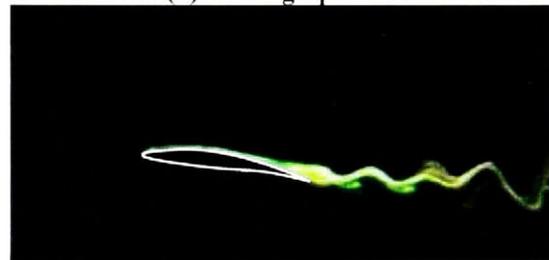
Fig 3.3.2 Flow patterns around a pitching airfoil(NACA65-0910, $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.063$)



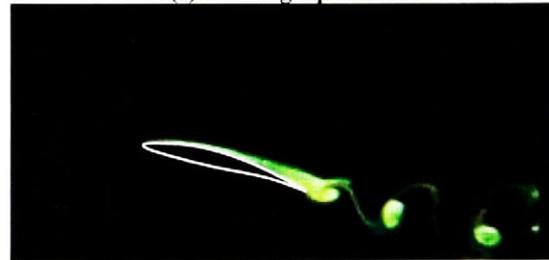
(a) Bottom dead position



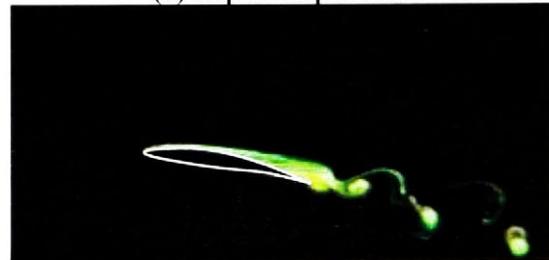
(b) Moving upward



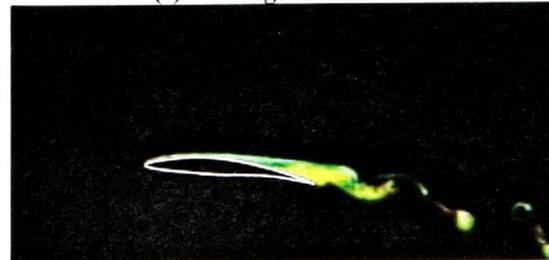
(c) Moving upward



(d) Top dead position

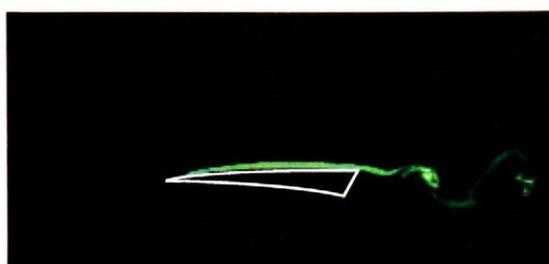


(e) Moving downward

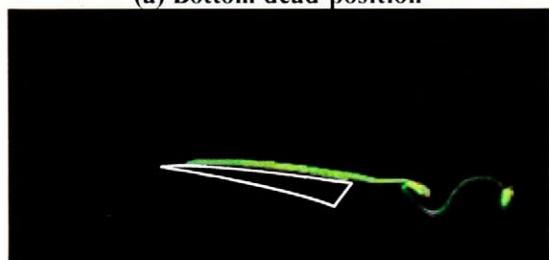


(f) Moving downward

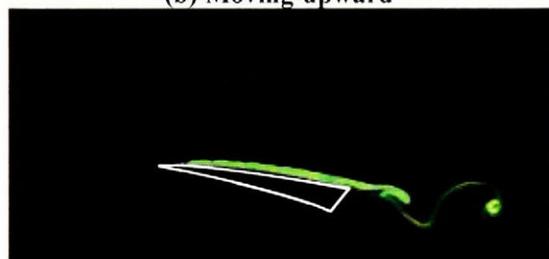
Fig 3.3.3 Flow patterns around a pitching airfoil(NACA65-0910, $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)



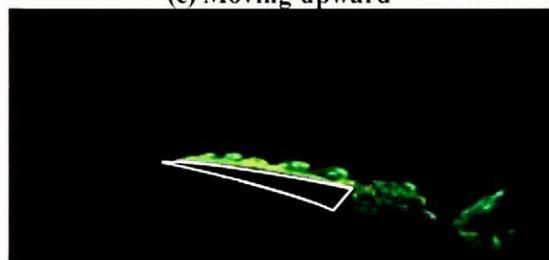
(a) Bottom dead position



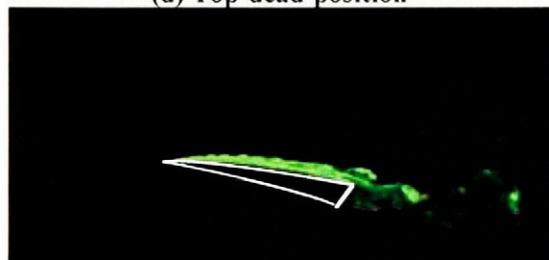
(b) Moving upward



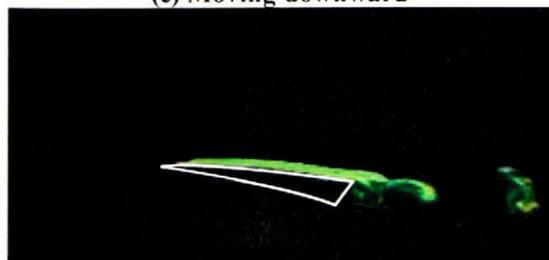
(c) Moving upward



(d) Top dead position

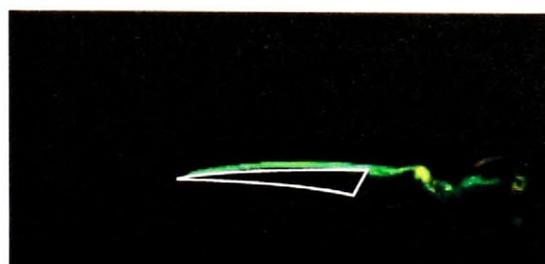


(e) Moving downward

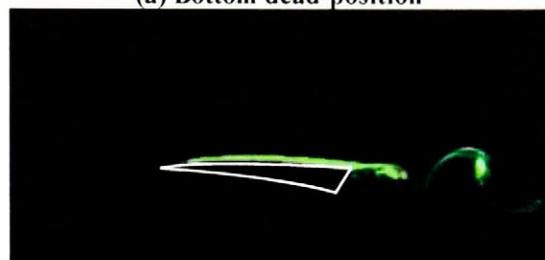


(f) Moving downward

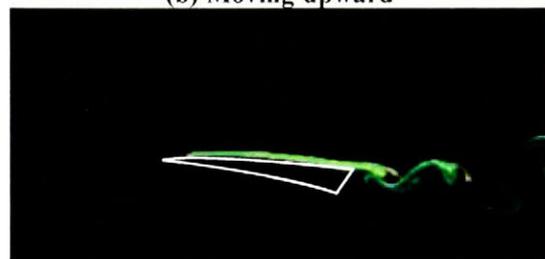
Fig 3.3.4 Flow patterns around a pitching airfoil (BTE, $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.063$)



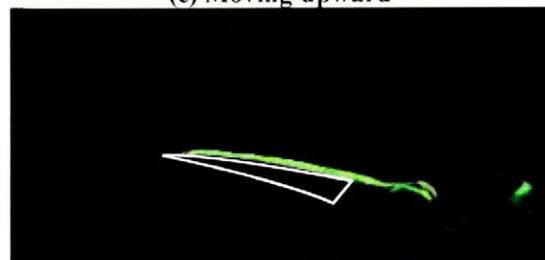
(a) Bottom dead position



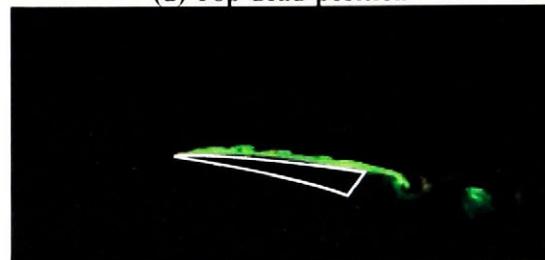
(b) Moving upward



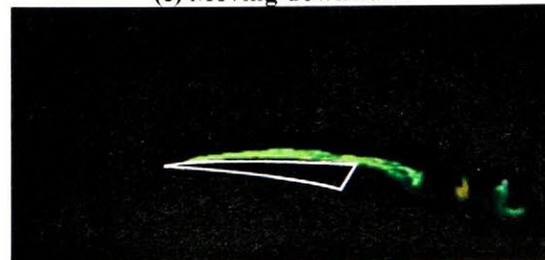
(c) Moving upward



(d) Top dead position



(e) Moving downward

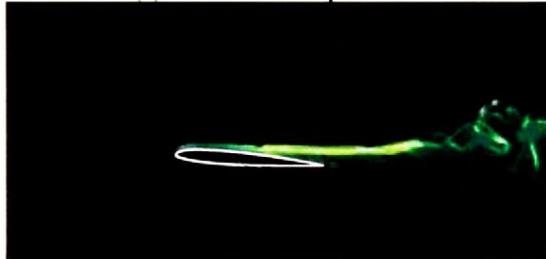


(f) Moving downward

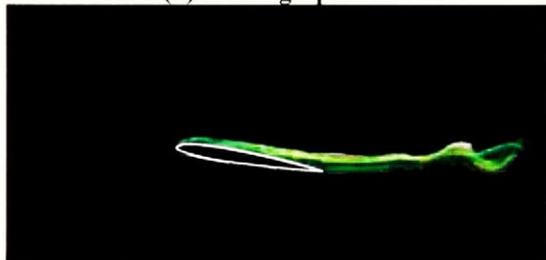
Fig 3.3.5 Flow patterns around a pitching airfoil (BTE, $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)



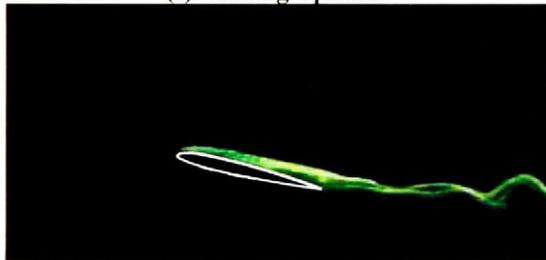
(a) Bottom dead position



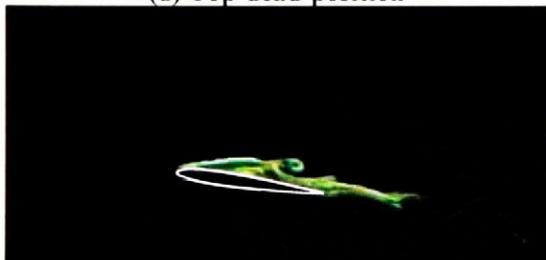
(b) Moving upward



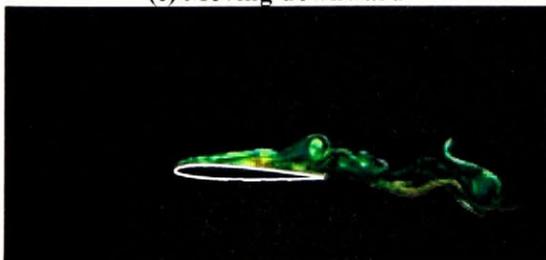
(c) Moving upward



(d) Top dead position

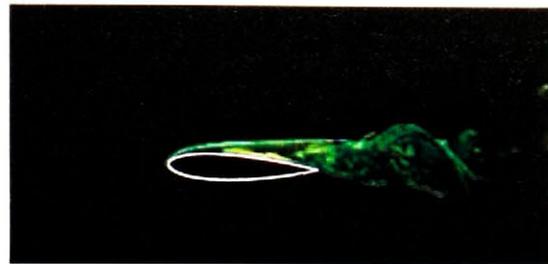


(e) Moving downward



(f) Moving downward

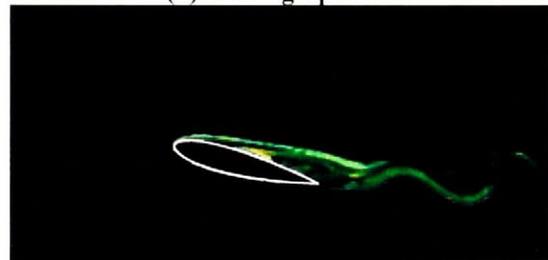
Fig 3.3.6 Flow patterns around a pitching airfoil (NACA0010, $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)



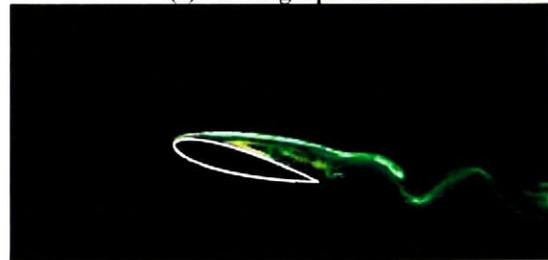
(a) Bottom dead position



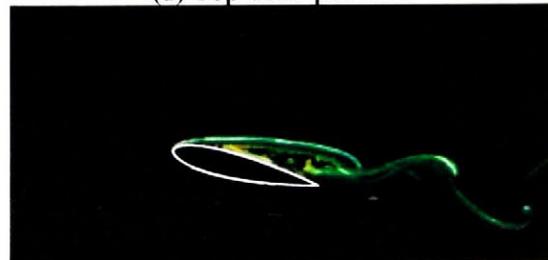
(b) Moving upward



(c) Moving upward



(d) Top dead position



(e) Moving downward



(f) Moving downward

Fig 3.3.7 Flow patterns around a pitching airfoil (NACA0020, $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

3.3.2 ピッチング運動翼まわりの流れ場に発生する再付着現象

前節では、平板翼以外の供試翼において静止状態時にはく離が発生しない迎え角におけるピッチング運動翼まわりのフローパターンについて調べた。本節では、全ての供試翼において静止状態時にはく離が発生している迎え角におけるフローパターンについて調べる。特に無次元角速度、供試翼形状によるフローパターンの違いについて説明する。

3.3.2.1 NACA65-0910 の再付着現象

図 3.3.8 に $\alpha = 16^\circ$ における静止状態時の NACA65-0910 近傍のフローパターンを示す。翼前縁より発生するはく離流脈は前縁より 1/4 程度までしか背面に沿っておらず、翼背面後縁からのオレンジ色の染料は翼前縁に向かって逆流していることから完全に翼前縁よりはく離が発生していることがわかる。また、いずれの供試翼の場合にも静止状態時の $\alpha = 16^\circ$ では、このように完全にはく離が発生している。

$\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ において、 $k = 0.063, 0.377$ でのピッチング運動を行う NACA65-0910 の翼近傍のフローパターンをそれぞれ図 3.3.9, 3.3.10 に示す。図 (a)が下死点 ($\alpha = 10^\circ$), (b)(c)が迎え角増加時, (d)が上死点 ($\alpha = 22^\circ$), (e)(f)が迎え角減少時のフローパターンを示す。

$k = 0.063$ の場合には、下死点において翼前縁からのはく離流脈は翼背面前半部まで沿った流れとなっており、後半部の逆流域も小さい。迎え角が増加するにつれ、翼背面後縁からのオレンジ色の染料が翼前縁に向かって逆流していることがわかる。しかしながら、迎え角増加時(b)においては、翼背面上の逆流域が静止状態時(図 3.3.8)の逆流域に比べ小さい。 $k = 0.063$ の小さな無次元角速



Fig. 3.3.8 Flow patterns around the stationary airfoil at $\alpha = 16^\circ$

度におけるピッチング運動によりはく離領域は多少ではあるが減少していることがわかる。上死点 ($\alpha = 22^\circ$) においては翼前縁から完全にはく離し、背面上は完全に逆流域に覆われている。迎え角が減少するにつれ、この逆流域は小さくなり、下死点において再び翼背面前半部に沿った流れとなる。従って、 $k = 0.063$ においては、迎え角増加時にピッチング運動により逆流域の減少は見受けられるが、 $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ と同様にほぼ準定常的なフローパターンとなっていることがわかる。 $k = 0.063$ の場合には、全ての供試翼において、ほぼ準定常的なフローパターンとなる。

一方、 $k = 0.377$ の場合には、 $k = 0.063$ の場合とは異なり、非定常性の強い現象となる。下死点においては、翼前縁からのはく離流脈は翼背面の前半部まで沿った流れとなり、後半部の逆流域も小さい。迎え角が増加するにつれ、背面後半部の逆流域の大きさは変わらず、翼前縁からのはく離流脈も翼背面前半部に沿っている。しかしながら、このはく離流脈は次第に不安定波となる。さらに迎え角が増加すると、この不安定波は時計方向回転の強い渦を形成し、翼背面に再付着している。また、この時、翼背面後半部は再びはく離しており、そのはく離流脈は不安定波となっていることがわかる。この再循環渦は上死点に至るまで付着し、迎え角が減少する時、翼背面から離れる。迎え角減少時は翼背面に逆流域を形成する。

$\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$, $24^\circ \pm 6^\circ$ において、 $k = 0.377$ でのピッチング運動を行う NACA65-0910 の翼近傍のフローパターンをそれぞれ図 3.3.11, 3.3.12 に示す。

$\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$ においては、迎え角増加時に翼前縁からのはく離流脈は常に翼背面前半部に沿っている。しかしながら、上死点付近になるとこのはく離流脈が不安定波となっていることがわかる。また、 $\alpha = 24^\circ \pm 6^\circ$ の場合にも迎え角増加時に翼前縁からのはく離流脈は不安定波となり、それが強い時計回転方向の渦を形成している。この渦は翼背面に完全には付着しないものの、翼背面上方に形成されている。

3.3.2.2 NACA0010 と NACA0020 の再付着現象

$\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$ において、 $k = 0.377$ でのピッチング運動を行う NACA0010, NACA0020 の翼近傍のフローパターンをそれぞれ図 3.3.13, 3.3.14 に示す。

NACA0010 の場合には、迎え角増加時には翼前縁からのはく離流脈はほとんど翼背面前半部に沿っており、後半部に小さな逆流域が存在する。上死点にお

いては、 $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ における NACA65-0910 の場合と同様に、はく離流脈は時計回転方向の渦を形成し、翼背面に再付着している。この時、翼後半部は再び完全に翼背面に沿った流れとなっている。

NACA0020 の場合には、迎え角増加時に翼前縁からはく離流脈は最大厚み付近まで翼背面に沿っており、定常状態時に比べ、翼背面上の逆流域、また後流の幅が小さくなっている。また、図 3.3.14 に示すように上死点において、はく離流脈は時計回転方向の渦を形成し、完全に翼背面には再付着していないものの、翼背面上に形成していることがわかる。

NACA0010, NACA0020 の場合とも、 $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ においては、はく離流脈は不安定になるものの再循環渦は形成されない。しかしながら、迎え角増加時は翼背面に沿った流れとなっているために翼背面の逆流域、および後流の幅は $\alpha_m = 16^\circ$ の定常状態時に比べ減少している。

また、NACA0010, NACA0020 の場合とも、 $\alpha = 24^\circ \pm 6^\circ$ においては、常に翼前縁からはく離し、再付着現象は見受けられない。しかしながら、翼背面上の逆流域は小さくなることを確認している。

3.3.2.3 平板翼の再付着現象

$\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $12^\circ \pm 6^\circ$ において、 $k = 0.377$ でのピッチング運動を行う平板翼 (Flat plate) の翼近傍のフローパターンをそれぞれ図 3.3.15, 3.3.16 に示す。平板翼は翼前縁の角部にはく離点が固定されるために、静止状態時には全ての迎え角において常にはく離が発生する。

$\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ において、下死点では、翼前縁からはく離し、翼背面に逆流域が形成される。迎え角が増加すると、翼前縁からはく離流脈は不安定となり、翼背面上 (翼弦中央付近) に再付着する。また、この時、翼背面後半部は完全に翼背面に沿った流れとなる。この再付着領域は迎え角が増加するにつれ大きくなり、上死点では翼前縁から 3/4 弦長付近まで成長する。迎え角減少時には、翼背面は完全に逆流域に覆われる。

また、 $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$ においても、下死点ではく離していたはく離流脈が迎え角増加時に不安定波となり、時計回転方向の渦を形成し、翼背面に再付着している。また、この時に翼背面後半部は $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ とは異なり、再びはく離している。 $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $24^\circ \pm 6^\circ$ と基本迎え角がさらに大きくなると、再付着現象は見受けられないが、迎え角増加時においては定常状態時に比べ、翼背面上

の逆流域が小さくなる。

このように、はく離点が常に固定された平板翼においても低迎え角・高無次元角速度であれば再付着が発生する。

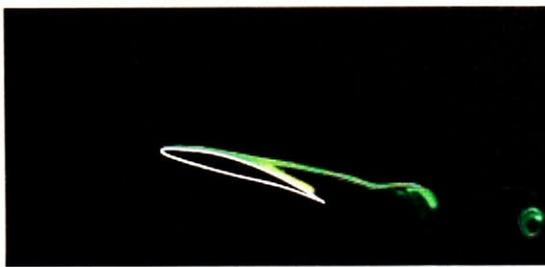
3.3.2.4 BTE の再付着現象

$\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ において、 $k = 0.377$ でのピッチング運動を行う BTE の翼近傍のフローパターンを図 3.3.17 に示す。

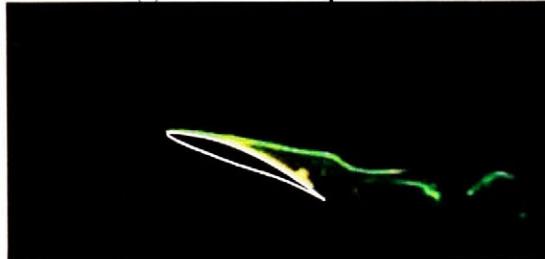
下死点においては完全に翼背面上に沿った流れとなっている。しかしながら、迎え角が増加するにつれ、翼前縁からはく離流脈は前縁近傍で時計方向の強い回転をもつ渦が生成され、翼背面上に再付着する。この渦は NACA65-0910 の場合に生成される渦に比べ小さいが、回転が非常に強い。そのため、さらに迎え角が増加するにつれ、この再循環渦もさらに成長し大きくなり、上死点、さらには迎え角減少時 ($\alpha = 21^\circ$) にも関わらず、この再循環渦は翼背面上を成長し続け、翼背面全体を覆うまでの再循環渦を形成する。迎え角減少時 $\alpha = 19^\circ$ 付近でこの再循環渦は翼背面から離れ、その後、下死点までは翼背面は逆流域に覆われる。

BTE は他の供試翼とは異なった特殊な形状をしている。発生する再付着現象は他の供試翼の場合と同じであるが、その挙動は大きく異なっていることがわかる。

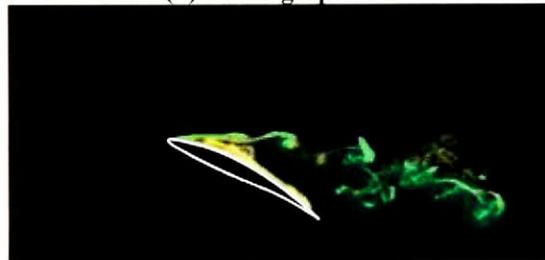
また、 $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$ の場合にも翼前縁からはく離流脈は時計回転の渦を形成し、これが翼背面上に再付着するが、 $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ のように上死点以降にも成長する現象は発生しない。 $\alpha = 24^\circ \pm 6^\circ$ においては再付着現象は発生しないが、翼背面上の逆流域は小さくなる。



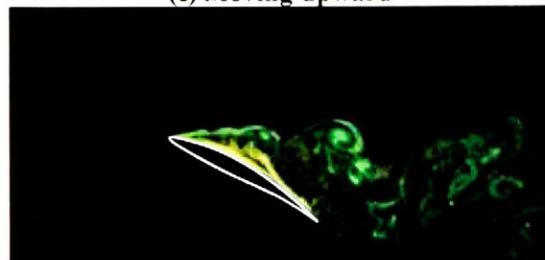
(a) Bottom dead position



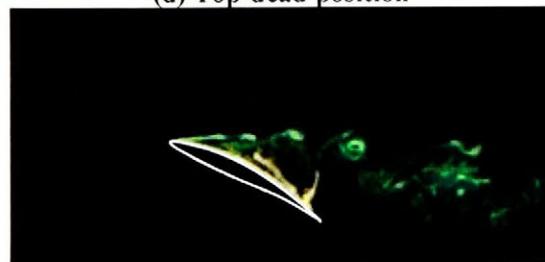
(b) Moving upward



(c) Moving upward



(d) Top dead position

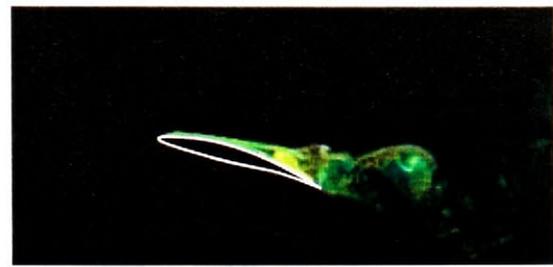


(e) Moving downward



(f) Moving downward

Fig 3.3.9 Flow patterns around a pitching airfoil(NACA65-0910, $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k=0.063$)



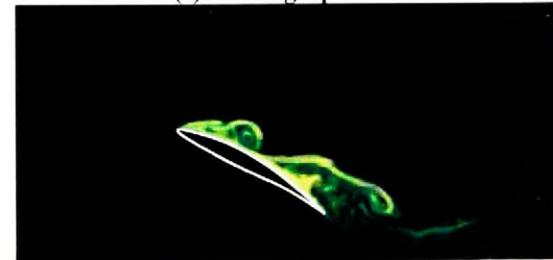
(a) Bottom dead position



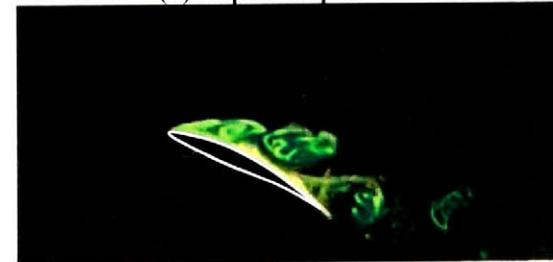
(b) Moving upward



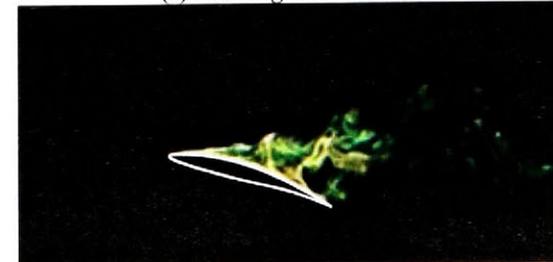
(c) Moving upward



(d) Top dead position

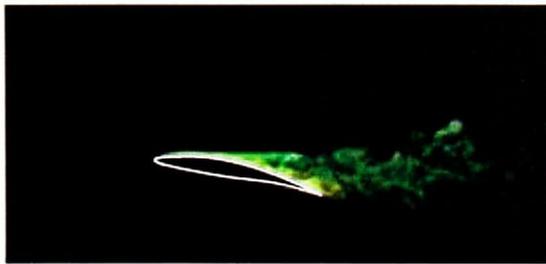


(e) Moving downward

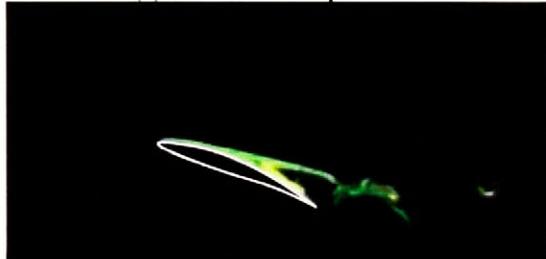


(f) Moving downward

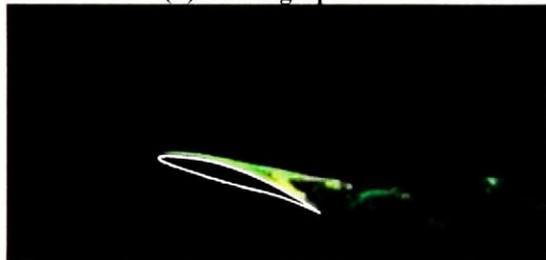
Fig 3.3.10 Flow patterns around a pitching airfoil(NACA65-0910, $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k=0.377$)



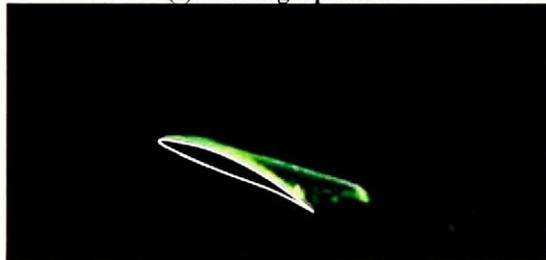
(a) Bottom dead position



(b) Moving upward



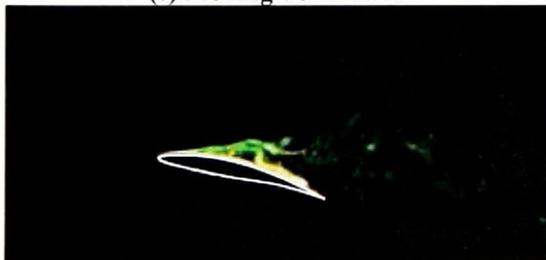
(c) Moving upward



(d) Top dead position

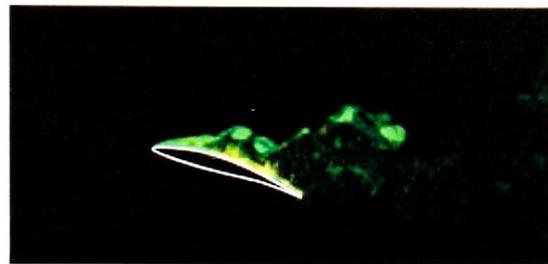


(e) Moving downward

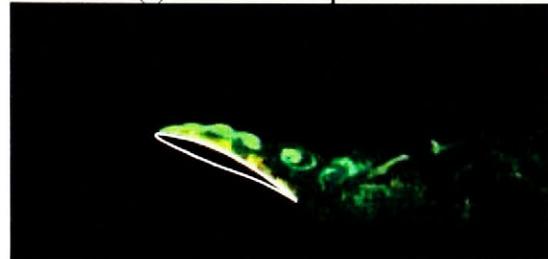


(f) Moving downward

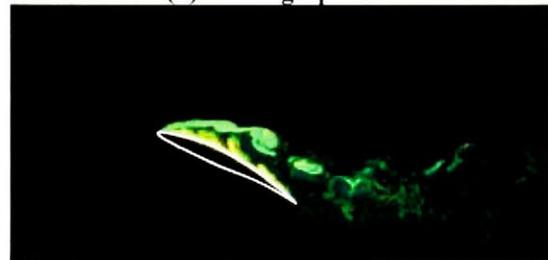
Fig.3.3.11 Flow patterns around a pitching airfoil(NACA65-0910, $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$, $k=0.377$)



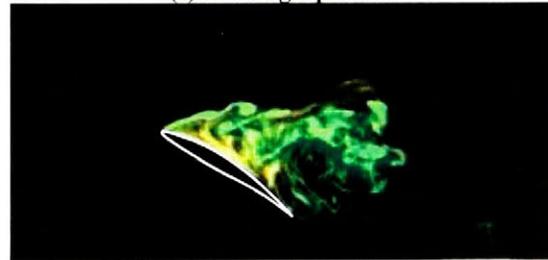
(a) Bottom dead position



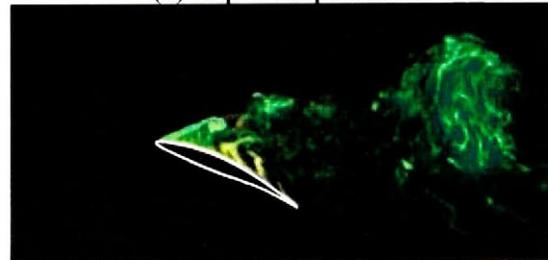
(b) Moving upward



(c) Moving upward



(d) Top dead position

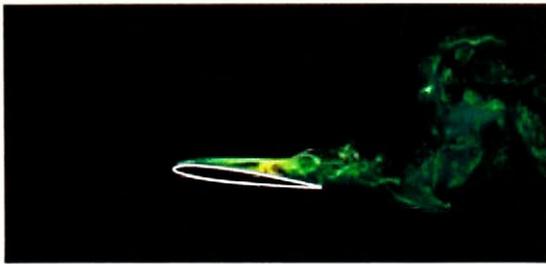


(e) Moving downward



(f) Moving downward

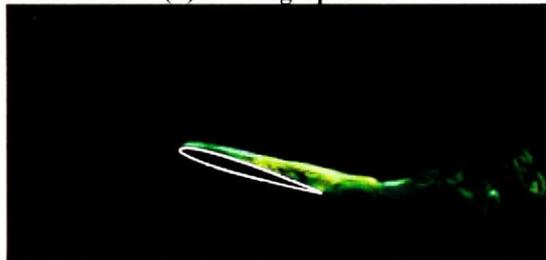
Fig 3.3.12 Flow patterns around a pitching airfoil(NACA65-0910, $\alpha = 24^\circ \pm 6^\circ$, $k=0.377$)



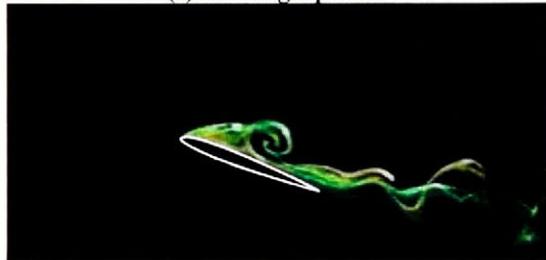
(a) Bottom dead position



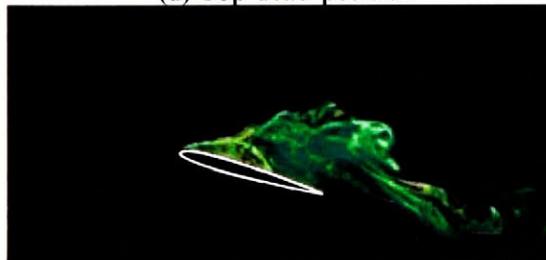
(b) Moving upward



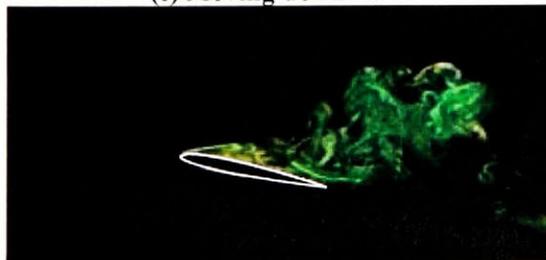
(c) Moving upward



(d) Top dead position

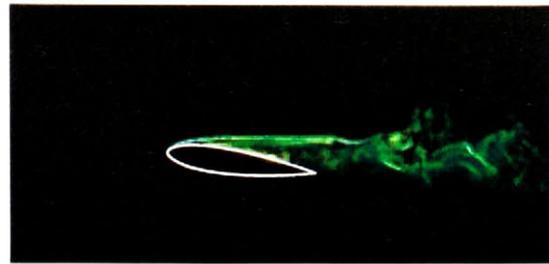


(e) Moving downward



(f) Moving downward

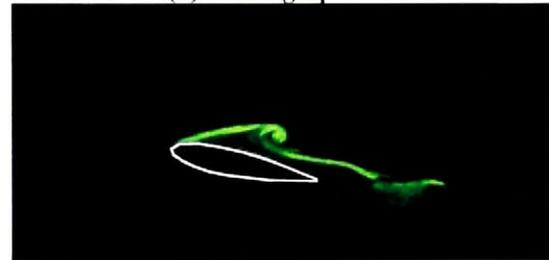
Fig 3.3.13 Flow patterns around a pitching airfoil(NACA0010, $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)



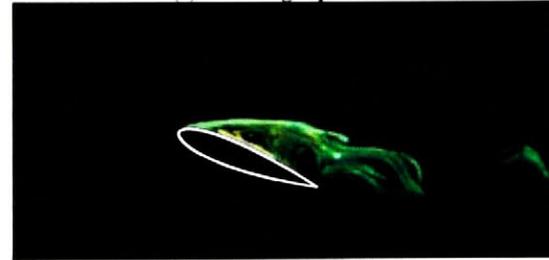
(a) Bottom dead position



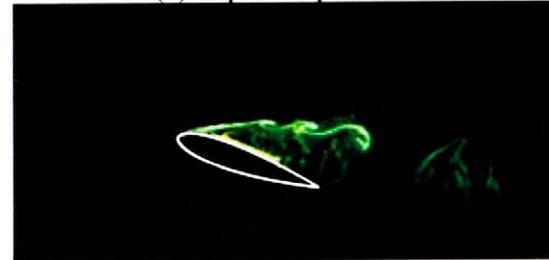
(b) Moving upward



(c) Moving upward



(d) Top dead position

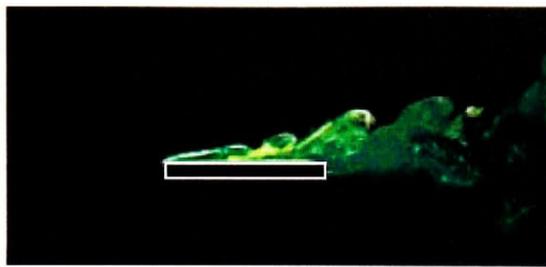


(e) Moving downward

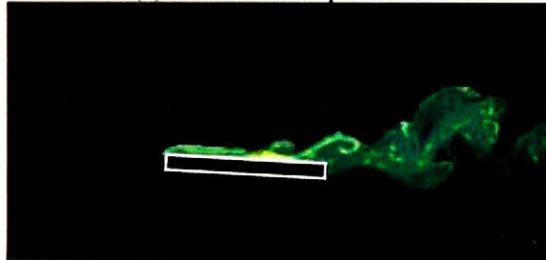


(f) Moving downward

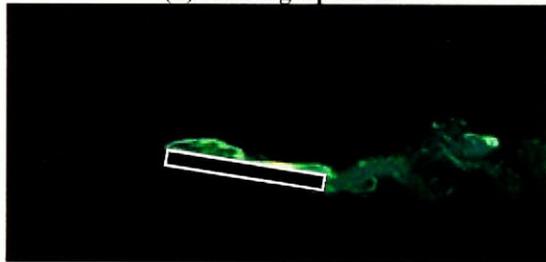
Fig 3.3.14 Flow patterns around a pitching airfoil(NACA0020, $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)



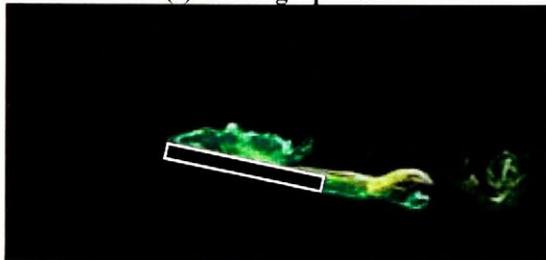
(a) Bottom dead position



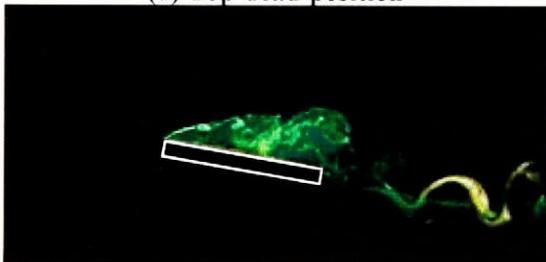
(b) Moving upward



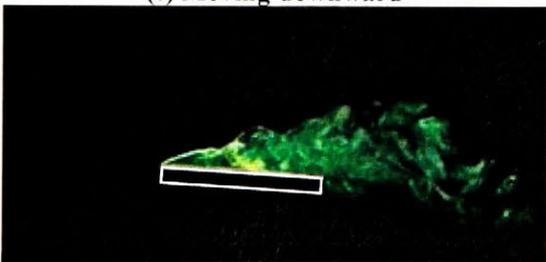
(c) Moving upward



(d) Top dead position

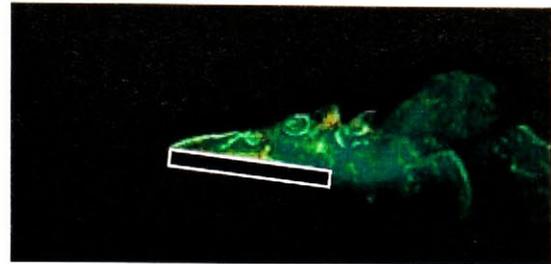


(e) Moving downward

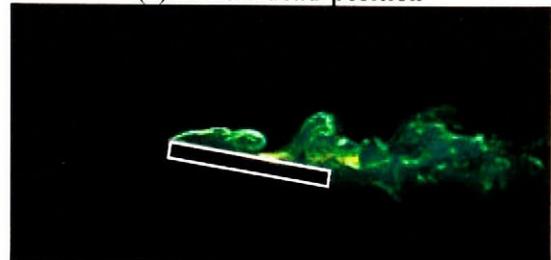


(f) Moving downward

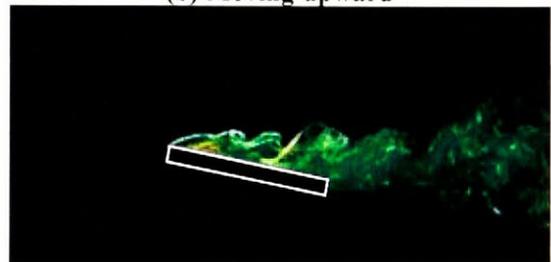
Fig 3.3.15 Flow patterns around a pitching airfoil (Flat plate, $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)



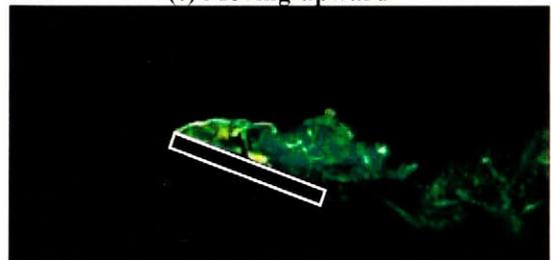
(a) Bottom dead position



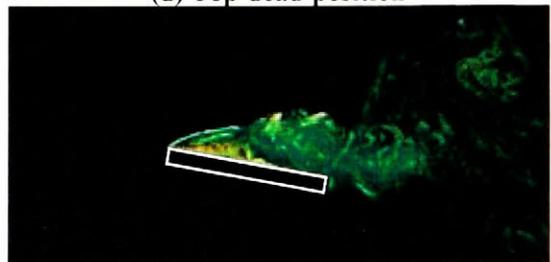
(b) Moving upward



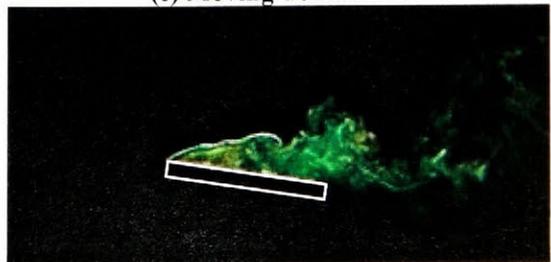
(c) Moving upward



(d) Top dead position



(e) Moving downward



(f) Moving downward

Fig 3.3.16 Flow patterns around a pitching airfoil (Flat plate, $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

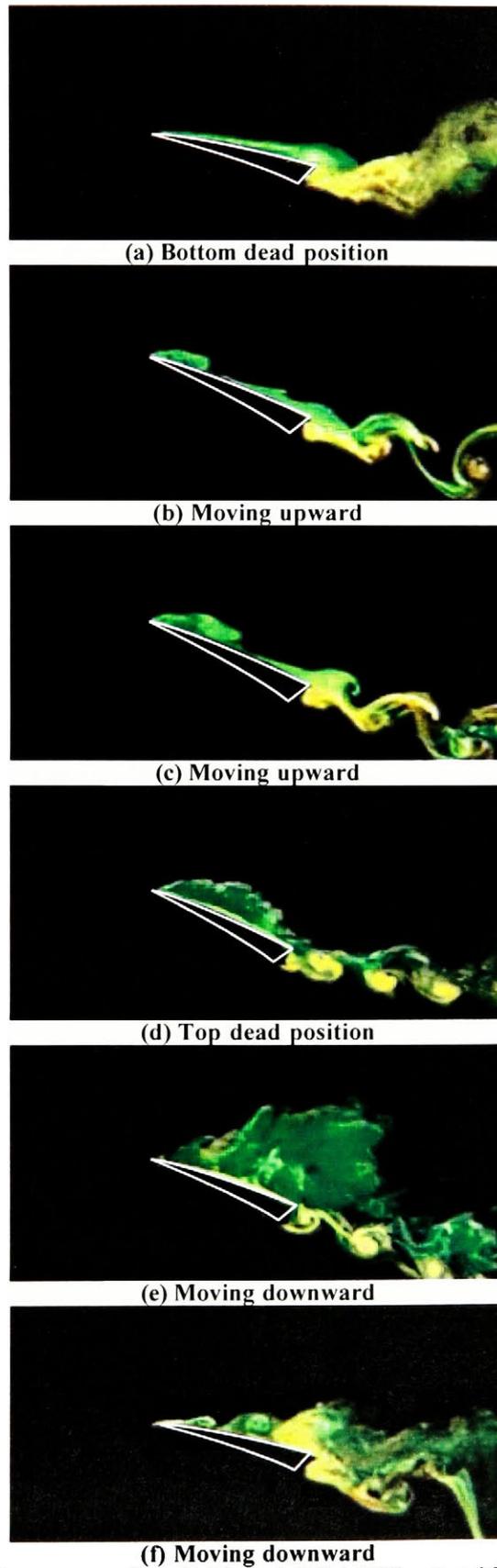


Fig 3.3.17 Flow patterns around a pitching airfoil (BTE, $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

3.3.2.5 ピッチング運動の角加速度による影響

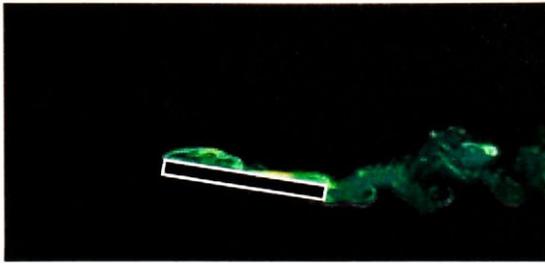
本実験では、翼のピッチング運動を正弦波波形で行っている。正弦波波形は基本迎え角 ($\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ であれば, $\alpha = 16^\circ$) 以外の迎え角において、常に角速度が変化する。そのため、ピッチング一周中にほとんど角加速度を有する変化となる。そこで、前節までに説明した再付着現象に角加速度の影響が含まれていないかを調べるために、角速度一定の三角波のピッチング運動を行う翼まわりのフローパターンを同様に調べる。角速度一定の三角波の場合には、上死点及び下死点において強い角加速度が生じるものの、それ以外では角加速度が存在しない。

$\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$ において正弦波波形と三角波波形でのピッチング運動を行う平板翼の翼近傍のフローパターンをそれぞれ図 3.3.18 (a), (b) に示す。また、同様に $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ の NACA65-0910 の場合のフローパターンをそれぞれ図 3.3.19 (a), (b) に示す。

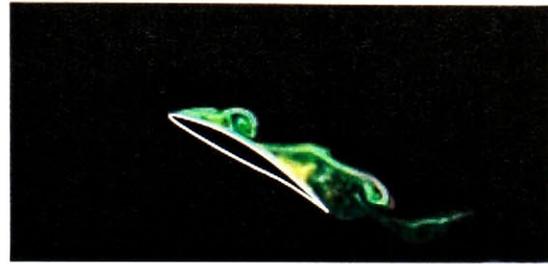
$\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ の平板翼においては、正弦波波形及び三角波波形の場合とも、迎え角増加時に翼前縁からのはく離流脈が不安定となり翼背面上に再付着している。また翼背面後半部は完全に翼背面に沿った流れとなっている。一方、 $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ の NACA65-0910 の場合も三角波波形において、翼前縁からのはく離流脈が時計回転方向の強い渦を形成している。この渦が翼背面に完全には再付着はしていないが、渦は翼背面に向かって成長している様子が捉えられている。また、翼背面後半部のはく離流脈は翼背面から完全にはく離し、不安定波となっている。

正弦波波形と三角波波形とではフローパターンに多少の違いは生じてはいるものの、その構造は非常に似ていることがわかる。他の供試翼の場合からも同様の現象が捉えられていることから、ピッチング運動翼の角加速度が再付着現象に与える影響は非常に小さいことがわかる。

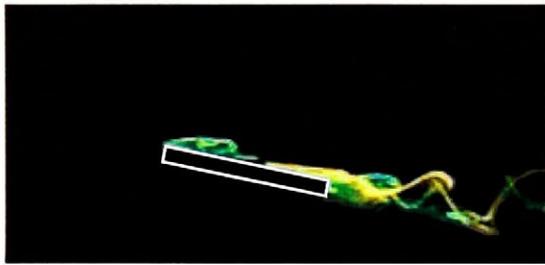
3.3.2 節より以下のことが明らかになった。これまでに翼まわりの再付着現象は、高レイノルズ領域にのみ、層流境界層から乱流境界層への遷移時に発生することがよく知られている。しかしながら、低レイノルズ数領域においても、高無次元角速度をもつピッチング運動翼には再付着現象が発生することがわかった。また、これは翼形状と基本迎え角に強く依存し、またその再付着現象の挙動は翼形状により大きく異なる。さらにピッチング運動翼の角加速度が再付着現象に与える影響は非常に小さいということがわかった。



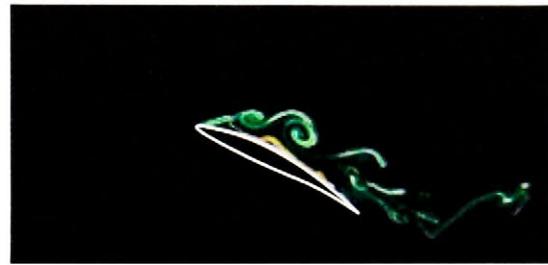
(a) Sinusoidal wave



(a) Sinusoidal wave



(b) Triangular wave



(b) Triangular wave

Fig 3.3.18 Flow patterns around a pitching airfoil (Flat plate, $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

Fig 3.3.19 Flow patterns around a pitching airfoil (NACA65-0910, $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

3.3.3 ピッチング運動翼背面上の境界層不安定現象

静止状態時にははく離が発生する直後の基本迎え角におけるピッチング運動の場合に、迎え角増加時に境界層が不安定となる現象が捉えられた。

$\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$ において、 $k = 0.063$ でのピッチング運動を行う BTE の翼近傍のフローパターンをそれぞれ図 3.3.20 に示す。また、図(a)が下死点 ($\alpha = 0^\circ$), (b)(c)が迎え角増加時, (d)が上死点 ($\alpha = 12^\circ$), (e)が迎え角減少時のフローパターンを示す。

BTE は静止状態時のはく離発生迎え角 (以下, はく離点) は $\alpha = 12^\circ$ 付近である。前節までに説明したように、 $k = 0.063$ においてはピッチング運動翼まわりのフローパターンは準定常的に変化する。そのため、下死点 ($\alpha = 6^\circ$) (図(a)) から迎え角増加時に $\alpha = 12^\circ$ 付近までは翼背面に沿った流れとなる。迎え角がさらに増加し (図(b)(c)), はく離点に近づくと翼前縁からはく離流脈は翼背面上において不安定波となり、振動している。上死点 (図(d)) においては翼前縁よりはく離し、翼背面は完全に逆流域に覆われている。一方、 $k = 0.377$ (図 3.3.17) の場合にはこの不安定現象は確認されなかった。この境界層の不安定現象は、はく離点付近を低無次元角速度においてピッチング運動する時に発生する現象であることがわかる。

一方、BTE 以外の供試翼の場合にはこの現象は捉えることができなかった。従って、先端の尖った特殊な形状をした BTE に発生しやすいことがわかる。

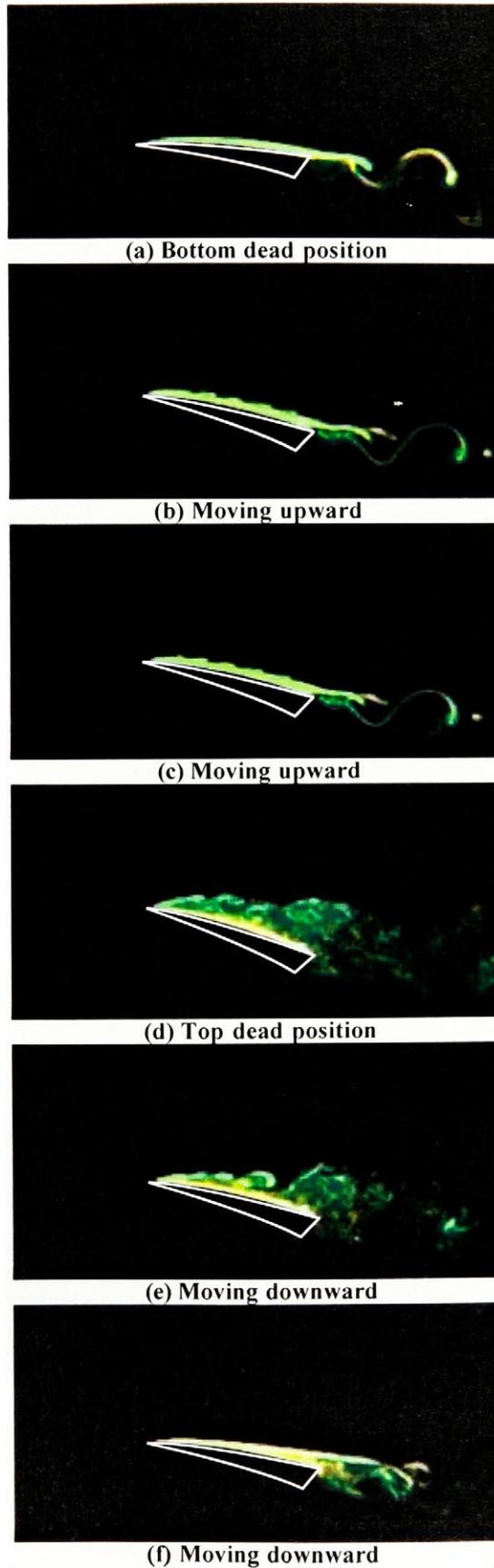


Fig 3.3.20 Flow patterns around a pitching airfoil (BTE, $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.063$)

3.4 ピッチング運動翼後流の構造

前節では、ピッチング運動翼まわりの流れ場の翼近傍のフローパターンについて調べた。また、これまでに高レイノルズ数領域ではあるが、ピッチング運動翼まわりの流れ場の可視化は様々な方法で行われている。しかしながら、その多くが翼近傍に注目したものが多く、前述したようにピッチング運動翼まわりの流れ場は非常に複雑となることがよく知られており、前節の結果からも迎え角、無次元角速度によりその構造は大きく異なることがわかった。翼近傍の流れ場の構造の変化が後流の構造にも大きく影響していることが十分に考えられる。そこで、本節では、ピッチング運動翼後流の構造について明らかにすることを目的とする。また、翼前縁及び後縁から発生するはく離渦の干渉にも注目し、可視化を行う。

また、フローパターン可視化実験では、図 3.4.1 に示すように、ピッチング運動翼前縁よりウラニン、翼背面上中央付近よりローダミン B、翼腹面後縁よりタール色素を流出させ、可視化を行った。

$\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $12^\circ \pm 6^\circ$, $16^\circ \pm 6^\circ$, $24^\circ \pm 6^\circ$ において、 $k = 0.063$, 0.377 でピッチング運動を行う NACA65-0910, BTE の翼後流のフローパターンをそれぞれ図 3.4.2, 3.4.3 に示す。図(a), (b), (c)および(d)がそれぞれ $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $12^\circ \pm 6^\circ$, $16^\circ \pm 6^\circ$, $24^\circ \pm 6^\circ$ の結果を示す。

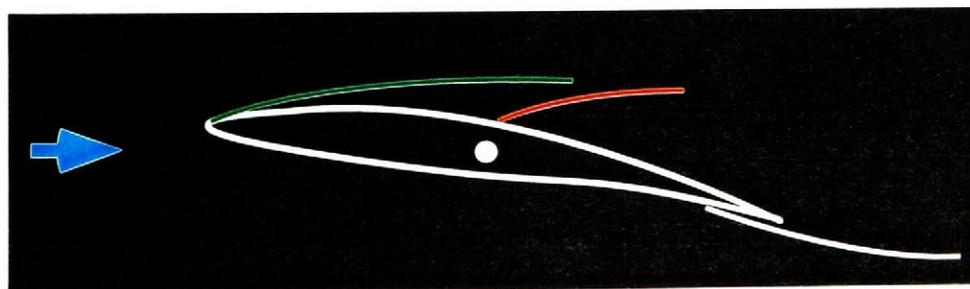


Fig. 3.4.1 Test airfoil and two dyes for flow visualization

3.4.1 ピッチング運動翼後流に形成されるカルマン渦列

NACA65-0910 の $k = 0.063$ においては、翼後流には明確なカルマン渦列が形成される。上死点付近では、このカルマン渦列が多少崩れる場合があるが、ほぼ一定の幅となり、カルマン渦列を形成していることがわかる。静止状態時においてははく離が発生しない低迎え角の場合には、翼後流にはカルマン渦列が形成されるが、 $k = 0.063$ の場合の流れ場も同様の流れ場となっていることがわかる。

また、 $k = 0.377$ の場合には、このカルマン渦列が上下に大きく振動するフローパターンとなる。しかしながら、この渦列が崩れることなく、ほぼ一定の幅となり、上下に揺らいでいる。

BTE の場合も $k = 0.063$ の場合には、後流に明確なカルマン渦列が形成され、 $k = 0.377$ になると、このカルマン渦列が上下に揺らぐフローパターンとなることがわかる。

3.3.1 節において、 $k = 0.063$ 時にはピッチング運動翼近傍の流れ場は準定常的なフローパターンとなり、また $k = 0.377$ においては迎え角増加時に静止状態時に比べ翼背面に沿った流れとなり、翼背面に形成される逆流域が小さくなることがわかった。ピッチング運動翼後流は $k = 0.063$ の場合には、翼近傍の流れ場と同様に準定常的なフローパターンとなる。一方、 $k = 0.377$ の場合には、 $k = 0.063$ の場合とは多少異なっているものの、静止状態時に比べ、流れ場が大きく変化することはない。

また、本節で平板翼、NACA0010、NACA0020 については考察していないが、NACA0010、NACA0020 は NACA65-0910 と同様なフローパターンとなる。

平板翼ははく離点が翼前縁に固定されているために、他の4種類の供試翼のように後流に明確なカルマン渦列は形成されない。翼後流は $k = 0.063$ の場合には準定常的なフローパターンとなり、また $k = 0.377$ においては、前節で説明したように再付着現象が発生するために、迎え角増加時に静止状態時に比べ翼背面に沿った流れとなり、翼背面に形成される逆流域が小さくなる。従って、翼後流にカルマン渦列は形成されないものの、他の4種類の供試翼の場合とほぼ同様なフローパターンとなる。

3.4.2 ピッチング運動翼後流に形成される渦塊

$\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ の場合に $k = 0.063$ においては、翼後流には大規模なはく離域が形成されている、3.3.2 節で述べたように $k = 0.063$ においては翼近傍の流れ場は準定常的に変化することからも、翼後流には大規模なはく離域が形成されることがわかる。一方、 $k = 0.377$ においては、ピッチング運動翼の約 5 弦長後方に渦塊が生成される独特なフローパターンとなる。

$\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$ の場合にも翼後流の 5 弦長付近は渦塊は生成されていないものの、渦塊が形成されつつあるような状態となっている。また、 $\alpha = 24^\circ \pm 6^\circ$ の場合にも 5 弦長程度後方に渦塊が形成されている。

BTE の場合も NACA65-0910 と同様に基本迎え角が増加するにつれ 5 弦長程度後方に渦塊が生成されるフローパターンとなる。しかしながら、 $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ の場合を NACA650-0910 と比較すると、渦塊が小さいことがわかる。

本節では、平板翼、NACA0010、NACA0020 の可視化像を掲載していない。この 3 種類の供試翼は NACA65-0910、BTE と比べ、翼弦長、翼厚が大きい。そのため、ピッチング運動翼 5 弦長後方の可視化像の撮影は実験装置の関係上、困難であったためである。しかしながら、3 種類の供試翼において、NACA65-0910、BTE と同様に渦塊が生成されるのは確認している。また、平板翼の場合には、BTE と同様に渦塊は小さいことも確認した。

渦塊の生成メカニズムを調べるためにピッチング運動翼後縁に注目し、調べた。 $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ において、 $k = 0.377$ でピッチング運動を行う NACA65-0910、BTE の翼後縁近傍のフローパターンを図 3.4.4 に示す。図 3.4.4 は迎え角減少時の (a) $\alpha = 15^\circ$ 、(b) $\alpha = 14^\circ$ 、(c) $\alpha = 13^\circ$ のフローパターンである。

3.3.2 節で説明したように迎え角増加時に翼前縁から発生する再循環渦は、上死点において、翼背面からはく離する。迎え角減少時に翼後縁からは反時計回りをもち渦が発生する。これらの渦は翼後縁近傍で強い干渉を起こす。この干渉により、二つの渦の回転方向から主流に対して上向きの誘起速度が生じ、この二つの渦は合体し、主流に対して上向きへと成長する。この合体した渦は、翼 5 弦長程度後方において渦塊を生成する。上述したように、 $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$ において、渦塊が完全に生成されないのは、この翼前縁及び後縁から発生する渦の回転が弱く、これらの干渉が弱いためである。

また、BTE の場合も、NACA65-0910 の場合と同様に翼前縁からの再循環渦と翼後縁からの渦が干渉していることがわかる。しかしながら、翼後縁から巻き上がる渦の反時計方向の回転が弱い。また、3.3.2.4 節で説明したように、BTE においては迎え角減少時においても再循環渦は翼背面上で成長を続けており、翼背面より離れる時には、その渦の回転が弱くなる。そのために翼前縁及び後縁から発生する渦の干渉が弱くなり後流に形成される渦塊は NACA65-0910 の場合に比べ小さくなる。

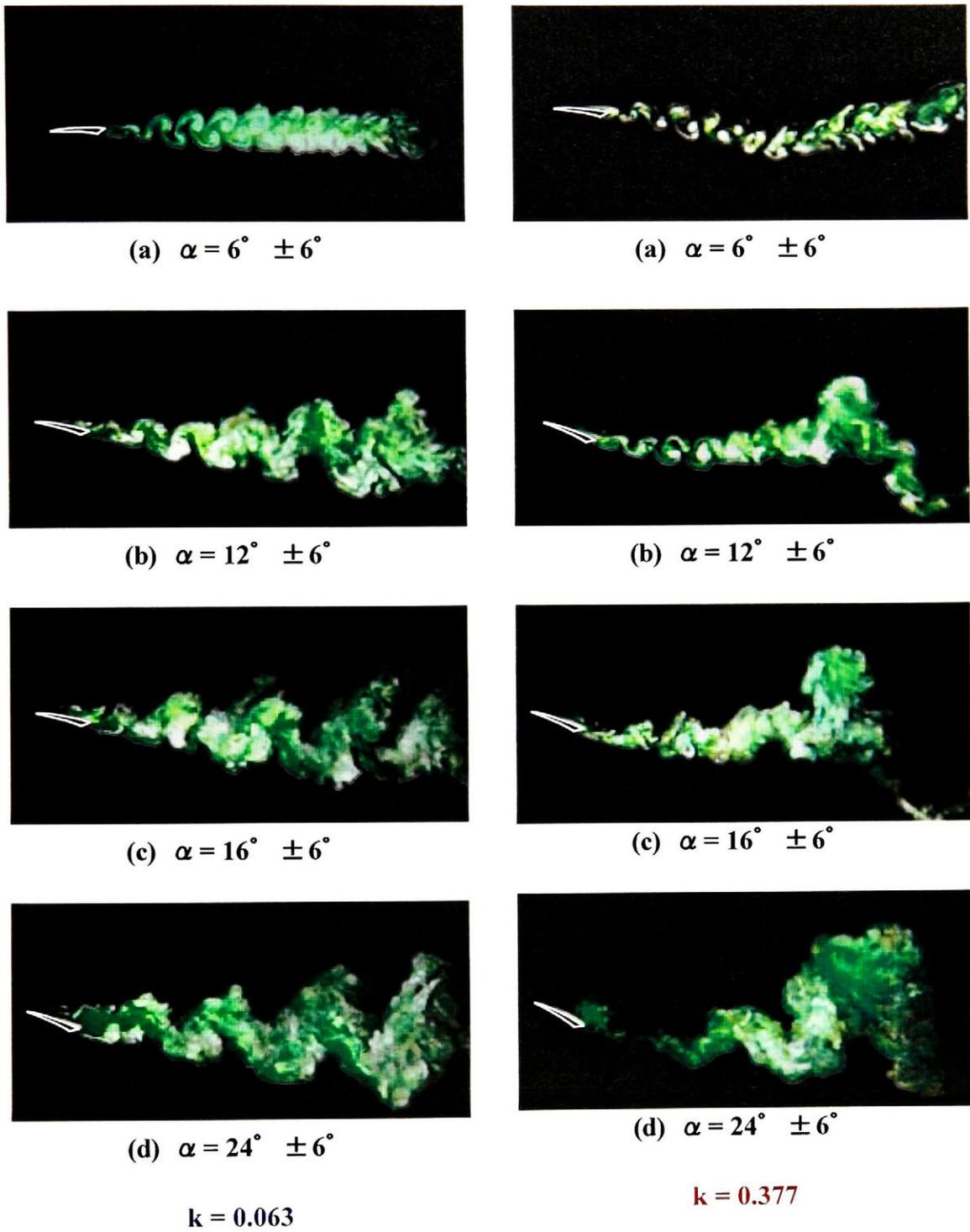


Fig 3.4.3 Flow patterns behind a pitching BTE

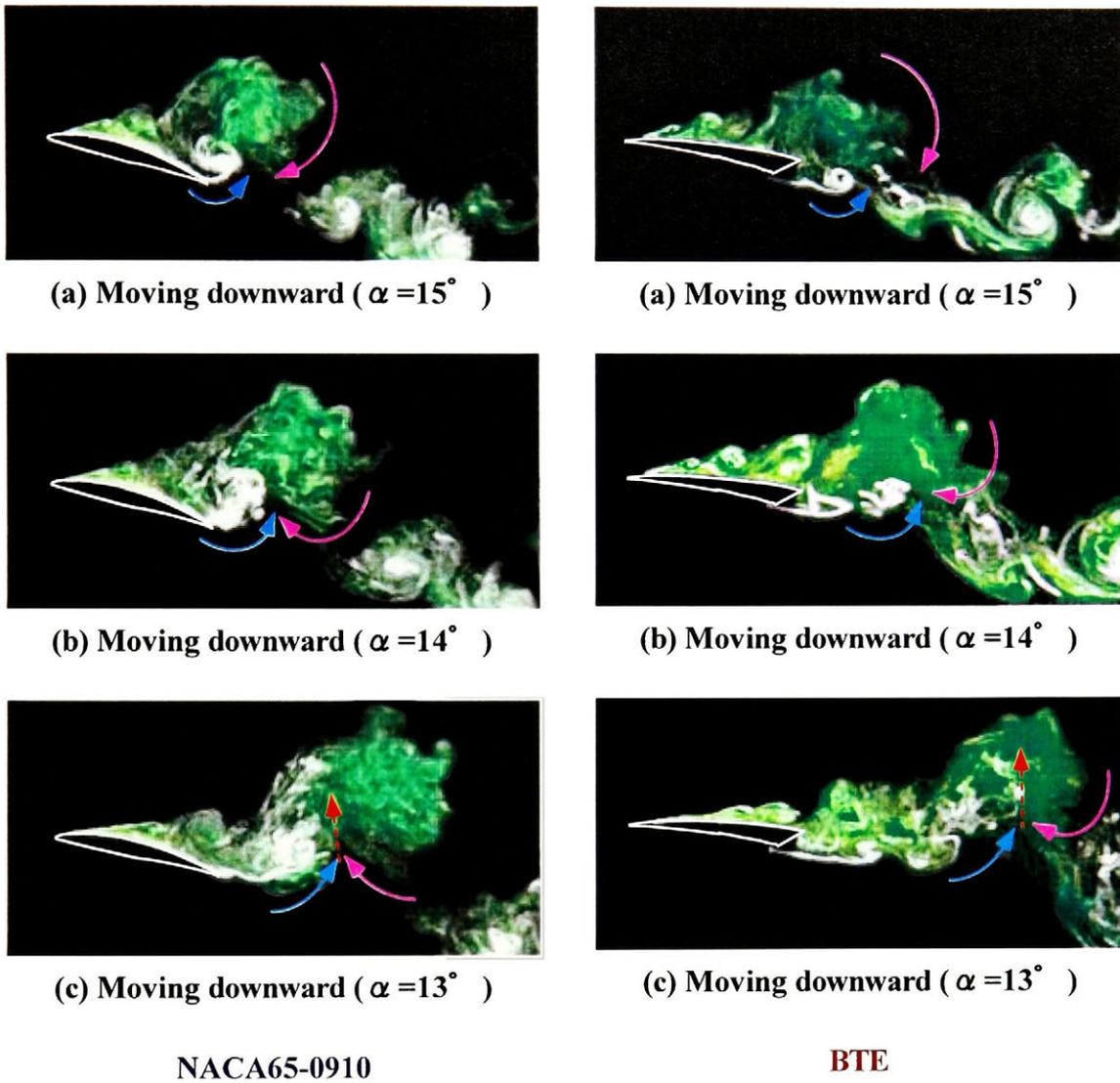


Fig 3.4.4 Flow patterns around a pitching airfoil ($\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

3.5 まとめ

第3章の結果をまとめると、以下ようになる。

1. ピッチング運動翼近傍の流れ場の構造

1. 静止状態時にはく離が発生する迎え角においては、迎え角増加時に翼前縁からのはく離流脈が強い回転をもつ渦を形成し、翼背面に再付着する。低レイノルズ数領域における静止平板上の層流はく離は再付着しないとされているが、ピッチング運動を行わせることにより再付着現象が発生することがわかった。

2. ピッチング運動翼後流の構造

2. 静止状態時にはく離が発生する迎え角においては、迎え角減少時に翼背面から離れた再循環渦と翼腹面からのはく離渦とが干渉することによりピッチング運動翼5弦長後方に渦塊が生成される独特のフローパターンとなる。

第4章 ピッチング運動翼前縁および後縁より発生する離散的はく離渦の挙動と発生数

これまでにピッチング運動翼まわりの流れ場に関する研究は多数行われている。その中でも流れ場の可視化は水素気泡法，スモークワイヤ法，シュリーレン可視化法，染料を用いた可視化法，数値計算等により行われ，カラフルで美しい可視化像から興味深い現象が多数報告されている。しかしながら，これらの多くは翼背面上に形成される大規模な逆流域などの局所的な現象は捉えられているもののよりミクロな構造は未だ捉えられていない。本研究では，シュリーレン可視化法および高速度カメラを用い，6種類の供試翼を対象に低レイノルズ数領域におけるピッチング運動翼前縁および後縁の流れ場に注目し，可視化を行い，発生するはく離渦の挙動およびその発生数について述べる。

4.1 シュリーレン可視化実験

4.1.1 シュリーレン可視化法原理

ドイツ語の“Schlieren”とは，空気やガラスの中にできる光学的なむらという意味である。シュリーレン法⁽⁵⁴⁾とは簡単に言えば，流体中の密度変化を光の強

度分布として映し出す方法である。シュリーレン法の基礎的な構成を図 4.1.1 に示す。シュリーレン装置は大別すると、光源部、主レンズ、観測部、受光部の 4 つに分かれる。

光源 S は第 1 主レンズ L_1 の焦点に置く。従って、第 1 主レンズ L_1 と第 2 主レンズ L_2 の間にある観測部では、平行光線が通過する。第 2 主レンズ L_2 の焦点 K に光源 S の像が結ばれる。さらに、カメラレンズ G は観測部 T の中にある点 Q の像をスクリーン上の点 P に結ぶ。もし、観測部において密度（または屈折率）が x 方向あるいは y 方向に変化しなければ（厳密には変化が一樣ならば）、実線で示すように Q を通る光線も Q を通る光線も焦点 K 上で完全に一致して、光源のくっきりした像を結ぶ。ところが、観測部の中で、Q のところだけがほかの点（Q' など）と密度勾配が異なると、Q を通過する光線は点線のように屈折し、Q' などを通る光線が結ぶ像とは幾分ずれて像を結ぶことになる。そのずれ量はほぼ $F_2 \theta_y$ となる。ここで、 F_2 は第 2 主レンズの焦点距離で θ_y は Q を通る光線が y 方向に屈折する角度である。

ここで K にナイフエッジをセットすると、観測部に光学的な乱れ（局所的な密度勾配）がないときに、光の一部をさえぎるように光源の像の中間にナイフエッジを調整するとスクリーン上の明るさは全面一様にいくぶん暗くなる。ここで、もし Q に光学的乱れが生じて、そこを通る光線が点線で示すように屈折するとスクリーン上の Q の像の明るさは、図 4.1.2 に示すようにナイフエッジの上を通過してくる光量が増す分だけ他の点（P' など）より明るくなる。もちろん、Q における屈折がこの図と逆になれば P の明るさは暗くなる。このようなときの P の高度 I の変化量は ΔI は式 (4.1.1) で与えられる。a は光源の像の高さである。

$$\Delta I = \frac{F_2 \theta_y}{a} I \quad (4.1.1)$$

光源は、単色（連続）、白色（連続）光源、（単色）瞬間光源に大別される。白黒写真撮影には単色光源を、カラー写真の撮影には白色光源を、非定常性を有する流れの測定には瞬間光源を用いる。単色光源としては、超高圧水銀灯が一般的に用いられるが、単色性・指向性に優れたレーザーにも使用できる。ただし、レーザー光はコヒーレント光であるため、不必要な干渉縞が発生することがあり、何らかの対策が必要である。シュリーレン法の光源としては、ランプを直接光源とするよりも、集光レンズでスリットまたはピンホールに光を絞

り、そこを光源とする方がシャープなむらのない光源が得られる。光源として使われる光以外は完全に遮断し、測定の邪魔にならないようにすべきである。

可視化範囲が 150 mm 以上の場合は一般的にレンズより凹面鏡を用いる。凹面鏡はレンズに比べ、光の吸収率が低く、球面収差、色収差が出にくいという利点を持つ。凹面鏡はガラスを放物面に仕上げ、1~2[μ m]の厚さのアルミを真空蒸着させ、さらに強化膜としてシリコンを蒸着させたものである。焦点距離は口径の 10 倍程度にとるのが標準である。

焦点 K に用いるナイフエッジは、密度勾配が最大になる方向に合わせてナイフエッジの向きを容易に調整できるように、両側からカットオフできる、回転ができる、前後に微小移動できるものがよい。

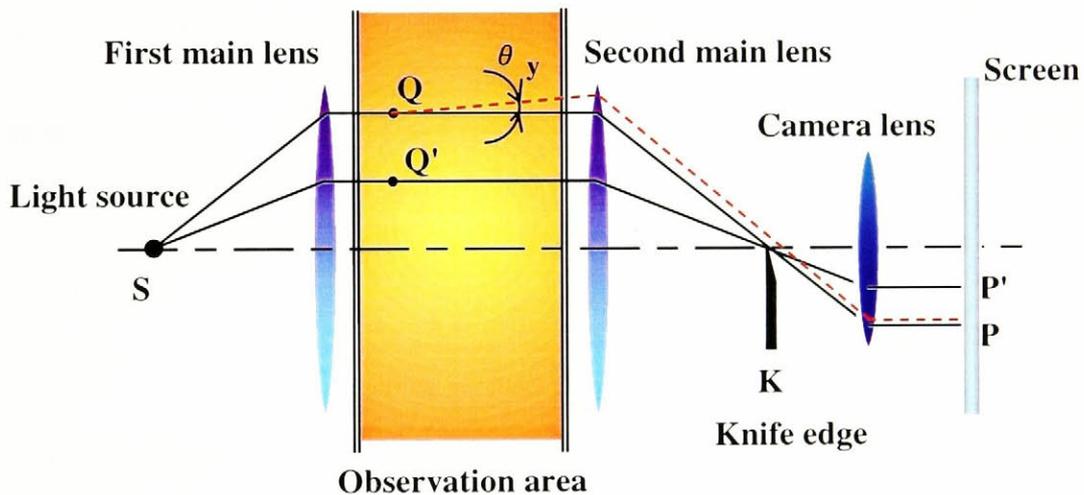


Fig. 4.1.1 The component of schlieren visualization method

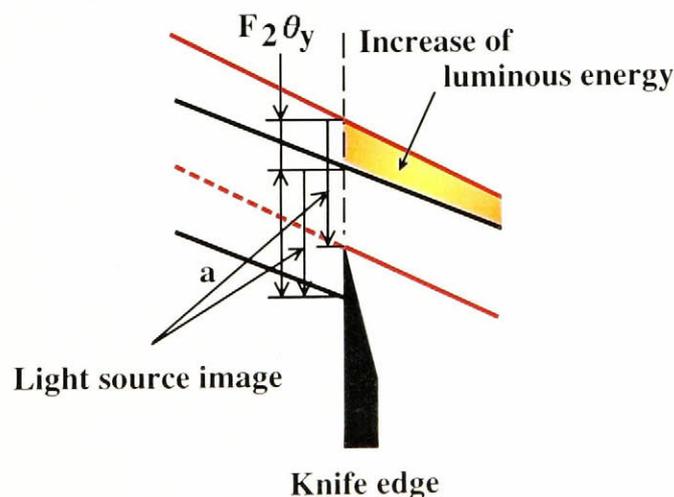


Fig. 4.1.2 The details of knife edge part

4.1.2 シュリーレン可視化システム

図 4.1.3 にシュリーレン可視化装置システムを示す。その装置は、風洞、加振装置、供試翼、シュリーレン可視化装置及び高速度カメラで構成されている。

図 4.1.4 に本研究におけるシュリーレン可視化装置全体図を示す。本研究では、一般的に用いられる凹面鏡による二対向法では、加振装置が翼と重なってしまうために流れ場の可視化が不可能となる。そのために本研究に使用したシュリーレン可視化法は、凹面鏡一面による平面鏡を併用した反射方式を用いた。この反射方式は一般的には図 4.1.3 に示すように光源と反対方向に光を返し、可視化像を捉える。しかしながら、本実験では、スペースの関係上、光源と同一方向に光を若干上下にずらすことにより返し、図 4.1.4 に示すように配置することにより可視化像を捉えている。観測部に平面鏡を設置し、その平面鏡に穴をあけ、シャフトを介して加振装置に接続する。平面鏡における穴の径は、試験翼の翼厚より小さくしてやれば可視化像に対して影響はない。使用した光学装置は、凹面鏡、補助全反射鏡 2 枚、平面鏡、He-Ne レーザ、集光レンズ、ピンホール、ナイフエッジ及びカメラレンズである。これらの詳細を以下に示す。

1. 凹面鏡・・・・・・・・・・ イトウ光研株式会社製
 口径 300 [mm], 焦点距離 2990 [mm]
 図 4.1.5 に凹面鏡を示す。
2. He - Ne レーザー・・・・・・・・ レオニクス株式会社製定常出力 5 [mW]
 光源口径 0.081 [mm], 広がり角 1 [mrad]
 図 4.1.6 に He - Ne レーザーを示す。
3. 集光レンズ・・・・・・・・・・ 口径変化率ができるだけ小さいものとする。
 直径 8 [mm]焦点距離 50 [mm]の平凸レンズ
 図 4.1.7 に集光レンズを示す。
4. ピンホール・・・・・・・・・・ 直径は 10[μ m]
 図 4.1.8 にこピンホールを示す。
5. カメラレンズ・・・・・・・・・・ Nikon 製 Zoom-Nikkor35~200mm F3.5~4.5s
 Nikon 製 Zoom-Nikkor35~200mm F3.5~4.5s

なお、本シュリーレン可視化装置を設置する場合に注意すべき点は以下の 5 点である。

1. 光の収差を防ぐ意味から、光源及びカメラを凹面鏡と観測部を結ぶ光軸に対

してなるべく近づけて配置する事. この時, 凹面鏡と光源及びカメラズの光軸が作る角度は 7°]以下にすることが推奨されている.

2. 装置全体を同じ高さの一平面上に配置する.
3. 加振する際, 振動がシュリーレン装置に伝わらないよう, 加振装置とシュリーレン装置はそれぞれ別の台座に固定する.
4. 本研究では, 観測部後方においても熱風が流れているため, 観測部以外にシュリーレン光が通過しないよう, 補助反射鏡を用いる.

一般的にシュリーレン可視化法は高レイノルズ数及び高マッハ数などの高速流れの流れ場を対象に利用されてきた. 本研究では, 低レイノルズ数領域を対象に可視化を行う. 高速流れの場合には, 圧縮性の特徴から, 流れ場の中に自然と密度変化が生じる. しかしながら, 本研究では主流速度が最大 5.0 [m/sec] とさほど大きくはない. 従って, そのままの状態では, 密度差が存在しないために観測部の流れに密度差を作り出す必要がある. そこで, 本研究では, 翼自身を加熱することにより強制的に翼まわりの流れ場に温度差を与え, 密度差を作り出すことにする. 加熱方法は図 4.1.9 に示すように供試翼を上方からハロゲンランプと照明用ランプを用いて加熱し, さらに下方から照明用ランプを用いて加熱する方法である. その際, 供試翼の熱吸収効果を上げるために, 供試翼の翼スパン中央から ± 12 [mm] の範囲でスパン方向につや消し黒色塗料を塗った. その結果, 翼背面は無風状態で 100°C 程度まで加熱される. この方法以外にも翼背面上にペーパーヒーターを張る方法も行ったが, 翼背面上の温度が 100°C 程度まで加熱することができなかった. また, 翼面上にニクロム線を埋め込む方法も考えたが, 翼厚が薄く, また電流を流す際にリード線が可視化の邪魔になることが予想されてためにこの方法は行っていない.

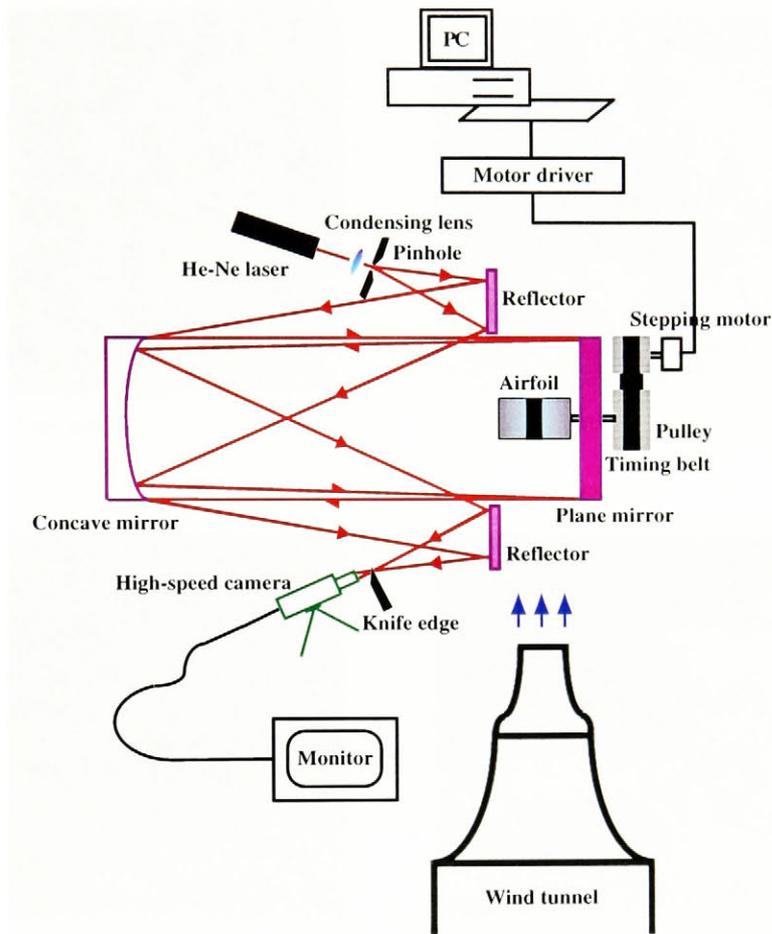


Fig. 4.1.3 Schlieren Visualizing System

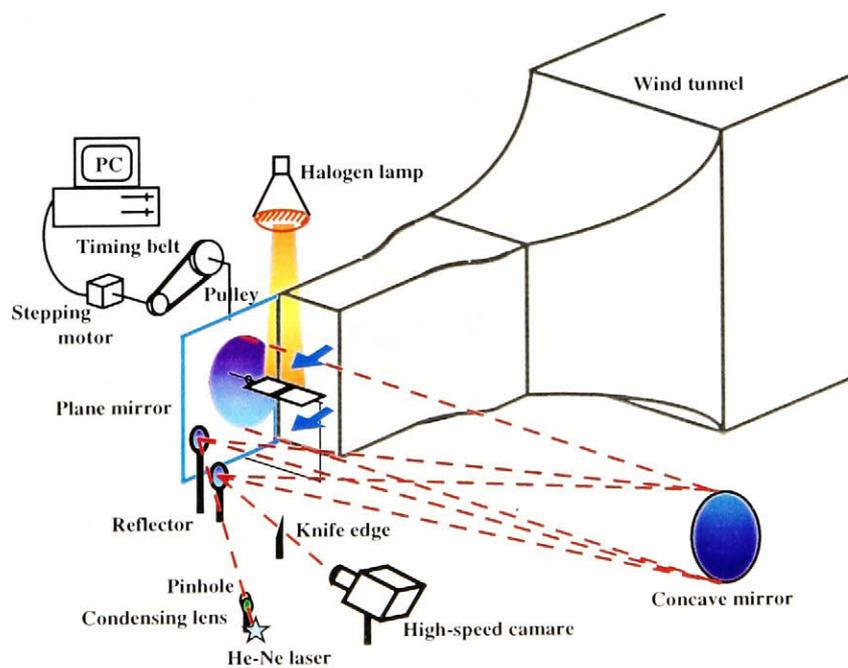


Fig. 4.1.4 Experimental Apparatus for Flow Visualization



Fig. 4.1.5 Photograph of concave mirror



Fig. 4.1.7 Photograph of Condensing lens



Fig. 4.1.6 Photograph of He - Ne laser



Fig. 4.1.8 Photograph of pinhole

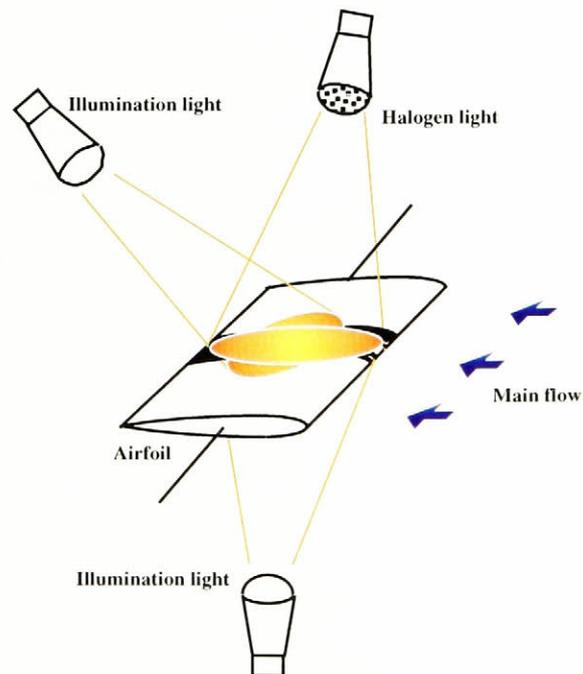


Fig. 4.1.9 Airfoil Heating Method

4.1.3 高速度カメラ

本研究では、シュリーレン可視化法と高速度カメラを用いることによりピッチング運動翼まわりの流れ場の可視化を行う。一般の撮影用カメラを用い可視化を行う場合には、変化に対する情報量が不足するために高速の現象を捉えることが困難である。高速度カメラは1秒間当たりの撮影フレーム数が最大40,500コマ（セグメントフレーム）であるために高速の現象を滑らかに低速の現象として捉えることが可能となる。本研究で使用した高速度カメラの詳細について以下に記す。

高速度カメラ・・・株式会社フォトロン製

FASTCAM - ultima - 3 (320MBYTE)

FASTCAM - ultima - 3 は、世界最高の40,500 [コマ/秒] の撮影が可能となると共に、高輝度照明を必要としない好感度化を実現できる。また、従来の撮像管とは異なり、画像の歪みや残像が全く発生せず、シャープな画像が得られ、素子自体の寿命も非常に長く性能を保つことができ、計測用撮像素子として極めて優れた特性を発揮できる。本装置は Keypad によって全て操作でき、必要な項目のソフトキーを押すことで、特定機能の指定や変更が可能になる。録画スピードは、フルフレーム時に4500 [コマ/秒] となり、セグメントフレームを使用すると40,500 [コマ/秒] まで上げられる。以下に本装置の利点、表4.1.1に画像記録容量を示す。

1. 高速度現象の経時変化の観察が可能である。
2. デジタル画像入力が可能である。
3. 低照度で現象の可視化が可能である。
4. 撮影直後の現象の即時再生が可能である。
5. イメージインバータカメラ、ドラムカメラよりも多くのフレームの記録が可能である。

Table 4.1.1 Image Recording Capacity

(フルフレーム)

撮像速度 [P/S]	画素数 (縦×横) [DOT]	モデル別記録時間 (秒), 記録枚数	
		FASTCAM-ultima-3 (320MBYTE)	
		秒	枚数
30	256×256	170.6	5120
80	256×256	85.3	5120
125	256×256	40.9	5120
250	256×256	20.4	5120
500	256×256	10.2	5120
750	256×256	6.8	5120
1125	256×256	4.5	5120
2250	256×256	2.2	5120
4500	256×256	1.13	5120

(セグメントフレーム)

撮像速度 [P/S]	画素数 (横×縦) [DOT]	モデル別記録時間 (秒), 記録枚数	
		FASTCAM-ultima-3 (320MBYTE)	
		秒	枚数
9000	256×128	1.13	10240
13500	128×128	1.51	20480
18000	256×64	1.13	20480
27000	128×64	1.51	40960
40500	64×64	2.02	81920

4.1.4 加振装置

本研究のシュリーレン可視化実験で用いる加振装置はステッピングモータ、プーリー及びタイミングベルトで構成されている。ステッピングモータはオリエントアルモータ株式会社製 UPX245 - A で基本性能は $0.9 [^\circ / \text{step}]$ である。本研究ではより精密なピッチング運動を実現するために半径比 3:1 のプーリーを用いることで $0.3 [^\circ / \text{step}]$ のステップ角の実現が可能となった。また、本研究では、2つのコントロールボードを使い分けることにより、供試翼を角速度一定と正弦波波形でのピッチング運動が可能である。

- 角速度一定・・・・・・・・株式会社コンテック製
パルスモータコントロールモジュール
PMC - 2C (98) H
- 正弦波波形・・・・・・・・株式会社コンテック製
パルスモータコントロールモジュール
PMC - 1C (98) H

加振装置を設置するにあたり、最も注意しなければならないことは加振装置の振動がシュリーレン可視化装置に伝わることを避けなければならないことである。従って、光源、受光部、凹面鏡および平面鏡の台座とは別の台座を用いて加振装置を固定した。台座はアンカーボルトで床に直接固定し、防振ゴムで振動を減衰させた。さらに、加振装置と供試翼との接続は、平面鏡にΦ3の穴を開け、Φ2のシャフトを用いて行った。図 4.1.10 に加振装置の全体構成図を示す。加振装置と供試翼は平面鏡を貫通している回転軸で接続されている。ステッピングモータをパーソナルコンピュータで制御することにより、角速度一定運動の場合、供試翼に $\omega = 0.34 \sim 41.56 [\text{rad/sec}]$ の回転振動を与える。ピッチング振幅 A は 0.3° 以上では自由に変更可能である。

角速度一定のピッチング運動では、パソコンスリット内に挿入されたパルスモータコントロールモジュール上のジャンパ (JP2:チャンネル1, JP3チャンネル2) 及びプログラム上の初期セットを変更することにより広範囲の角速度が得られる。パルスモータの回転速度は、PC-MODULE 内で設定する基本クロック周波数とソフトウェアによるコマンドで設定するパルスレートにより決定される。本ボードで使用できる基本クロック周波数には、2つの外部クロック (クロック周波数: 83.3KHz, 166.7KHz) と1つの内部クロック (クロック周波

数：20.83KHz) があり，内部クロックと外部クロックの選択は，ソフトウェア上の初期設定で行い，外部クロック周波数の選択は，ボード上のジャンパによって行える．また，本実験におけるパルスレートは，ソフトウェア上で予め決定しておき（キー入力 1～16，パルスレート 255～21），実験に必要なピッチング速度に応じてキー入力を行う．正弦波波形のピッチング運動の制御方法は第3章の3.1.4での方法と同じである．

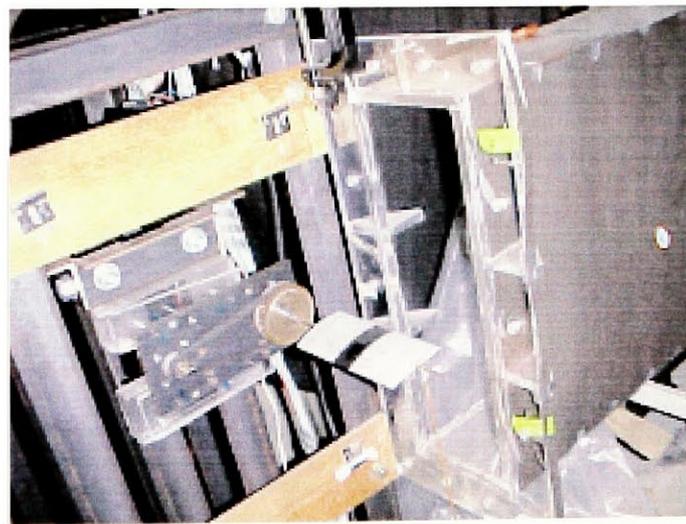
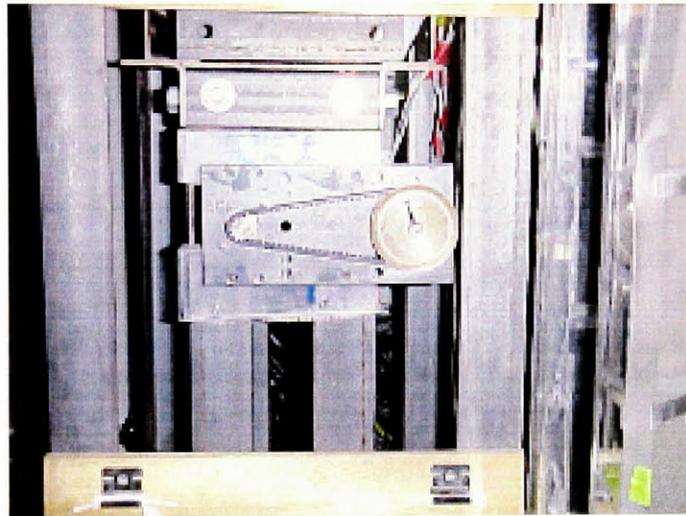
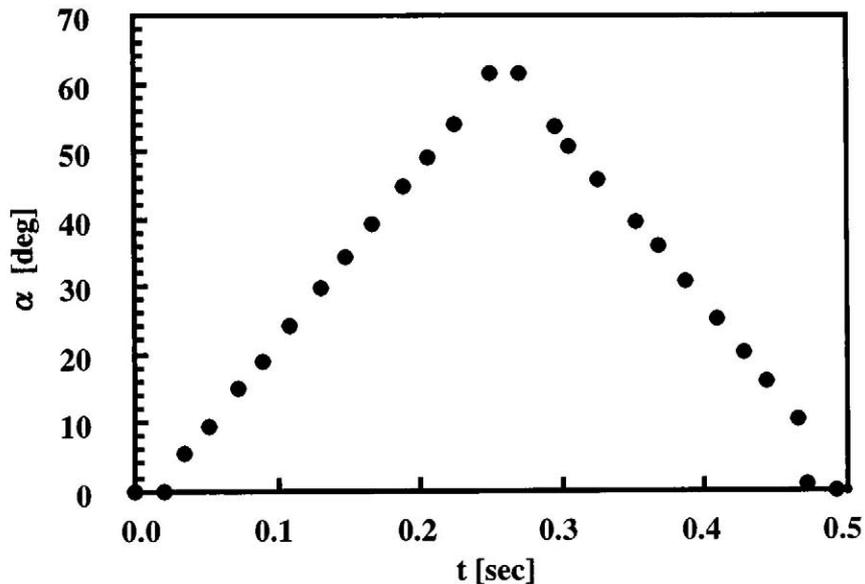
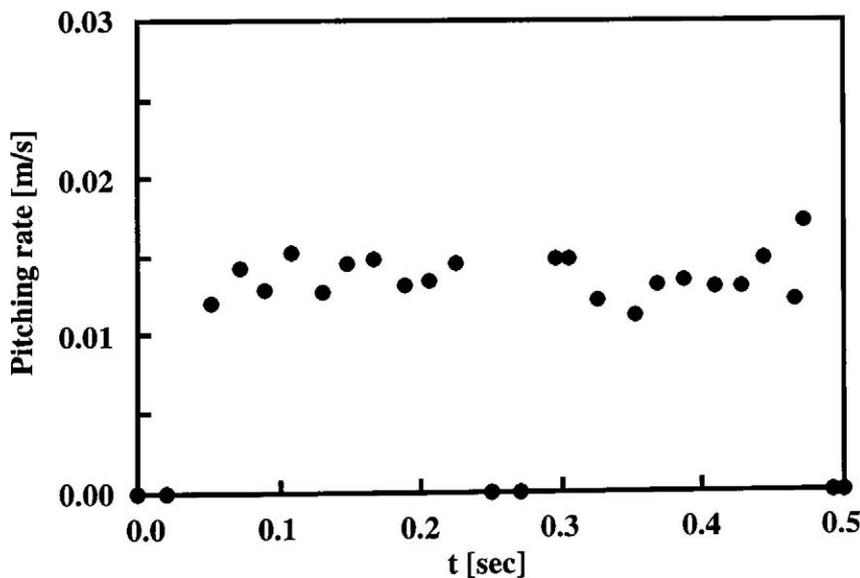


Fig. 4.1.10 Apparatus for a driving pitching motion

平板翼を $\alpha=30^\circ \pm 30^\circ$ ($\alpha=0\sim 60^\circ$) の範囲で変化させた時の経過時間と迎え角及びピッチング速度の関係をそれぞれ図 4.1.11 に示す. 高速度カメラで撮影した映像を画像処理し, 得られた結果である. ピッチング速度に多少の誤差はあるものの, 供試翼はほぼ一定速度でピッチング運動していることが確認できる. このことから加振装置の制御に問題はないと考える.



(a) Angle of attack



(b) Pitching rate

Fig. 4.1.11 Trajectory of (a) Angle of attack and (b) Pitching rate of pitching flat plate

4.1.5 シュリーレン可視化実験用供試翼

本実験では、3章の染料による可視化実験に用いた供試翼と同様に形状の異なる5種類の供試翼を用いる。さらに厚みが翼弦長に対して0.5%の平板翼を加え、計6種類の供試翼を用いた結果もある。いずれも翼弦長 $c = 0.06$ [m]、翼スパン長さ $l = 0.14$ [m]である。また、回転中心は1/2弦長、および1/4弦長に変更が可能である。これらの供試翼は全てアルミ製である。

本実験では供試翼側面に取り付けたシャフトを両側から支え、加振装置によりピッチング運動を与えている。そのために、供試翼が重い場合には、ピッチング運動に支障が生じることが考えられるために厚みのあるNACA0020は側面から数個の穴をあけ、軽量化を行っている。

4.1.6 シュリーレン可視化実験パラメータ

主流速度 V_0 およびピッチング運動翼の角速度 ω を調整することによりレイノルズ数および無次元角速度を変化させる。またピッチング運動は全て角速度一定である。本実験の実験パラメータを表4.1.2に示す。

Table 4.1.2 Parameters for schlieren visualization

Airfoil	Flat Plate ($t_m = 2$ mm) Flat Plate ($t_m = 4$ mm) NACA0010 NACA0020 NACA65-0910 BTE
Re (= $\nu c/V_0$)	1.0×10^4 ($V_0 = 2.5$ [m/sec]) 4.0×10^3 ($V_0 = 1.0$ [m/sec]) 2.0×10^3 ($V_0 = 0.5$ [m/sec])
k (= $\omega c/2V_0$)	0.002 ~ 0.5
α_m [°]	-30, 5, 10, 20, 30, 60
A [°]	$\pm 5, \pm 10, \pm 20, \pm 30$
Location of the pitching motion center	1/2, 1/4

4.2 ピッチング運動翼前縁から発生するはく離渦構造

これまでのピッチング運動翼まわりの流れ場に関する研究から、翼背面上に発生する大規模な逆流域は多くの可視化実験や数値計算により捉えられている。一方、Peter⁽²¹⁾は、翼の加速流れ時に翼前縁から発生する離散的はく離渦を可視化実験により捉えている。また、種田⁽⁵⁸⁾は電解沈殿法によりピッチング運動を行う平板翼まわりの流れ場を可視化した。平板翼後縁から発生するはく離流脈上に小規模の1列の渦が存在し、これら小規模な渦群により大規模渦が形成されていることを報告している。しかしながら、これらの離散的はく離渦は数値計算でも捉えられていないのが現状であり、未だその詳細は未解明とされている。

4.2.1 ピッチング運動翼前縁より発生する離散的はく離渦

シュリーレン可視化実験からピッチング運動翼前縁より発生する離散的はく離渦を捉えることに成功した。図4.2.1に $Re = 4.0 \times 10^3$ において6種類のピッチング運動翼前縁より発生する離散的はく離渦を示す。いずれも $k = 0.013$, $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$, 迎え角減少時の可視化写真である。ここで、迎え角減少はピッチング運動翼が上死点より下死点へ向かう動き、迎え角増加は下死点から上死点へと向かう動きを意味している。供試翼形状の違いに依らず、ピッチング運動翼前縁より離散的はく離渦が次々に発生していることがわかる。また、これらの離散的はく離渦は迎え角増加時にも同様に発生する。

平板翼($t_m = 2$ [mm])前縁より発生する離散的はく離渦の発生パターンについて、 $k = 0.002$ の場合を図4.2.2(a), (b)に $k = 0.013, 0.208$ の場合をそれぞれ図4.2.2(c), (d)に示す。図(b)は、図(a)に陰影を強調する画像処理した拡大図である。可視化実験パラメータは $Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ であり、図(a)~(c)は、ピッチング平板翼迎え角減少時、図(d)は迎え角増加時の写真である。

$k = 0.002$ と非常に小さな無次元角速度では、翼前縁から発生する離散的はく

離渦がチェーン状に重なり形成され、その後、離散的になる様子が観察される。 $k = 0.013$ と無次元角速度が大きくなると、翼前縁から次々と発生する離散的はく離渦は、はく離流脈上に並んでいる。 $k = 0.208$ と無次元角速度が大きくなると、迎え角増加時に翼前縁から発生するはく離渦は、翼背面上に付着していることがわかる。翼前縁から発生する離散的はく離渦はいずれの無次元角速度においても発生しているが、その挙動は大きく異なっている。また、いずれの場合でも、発生する離散的はく離渦は本可視化手法で捉えることが可能であることがわかる。

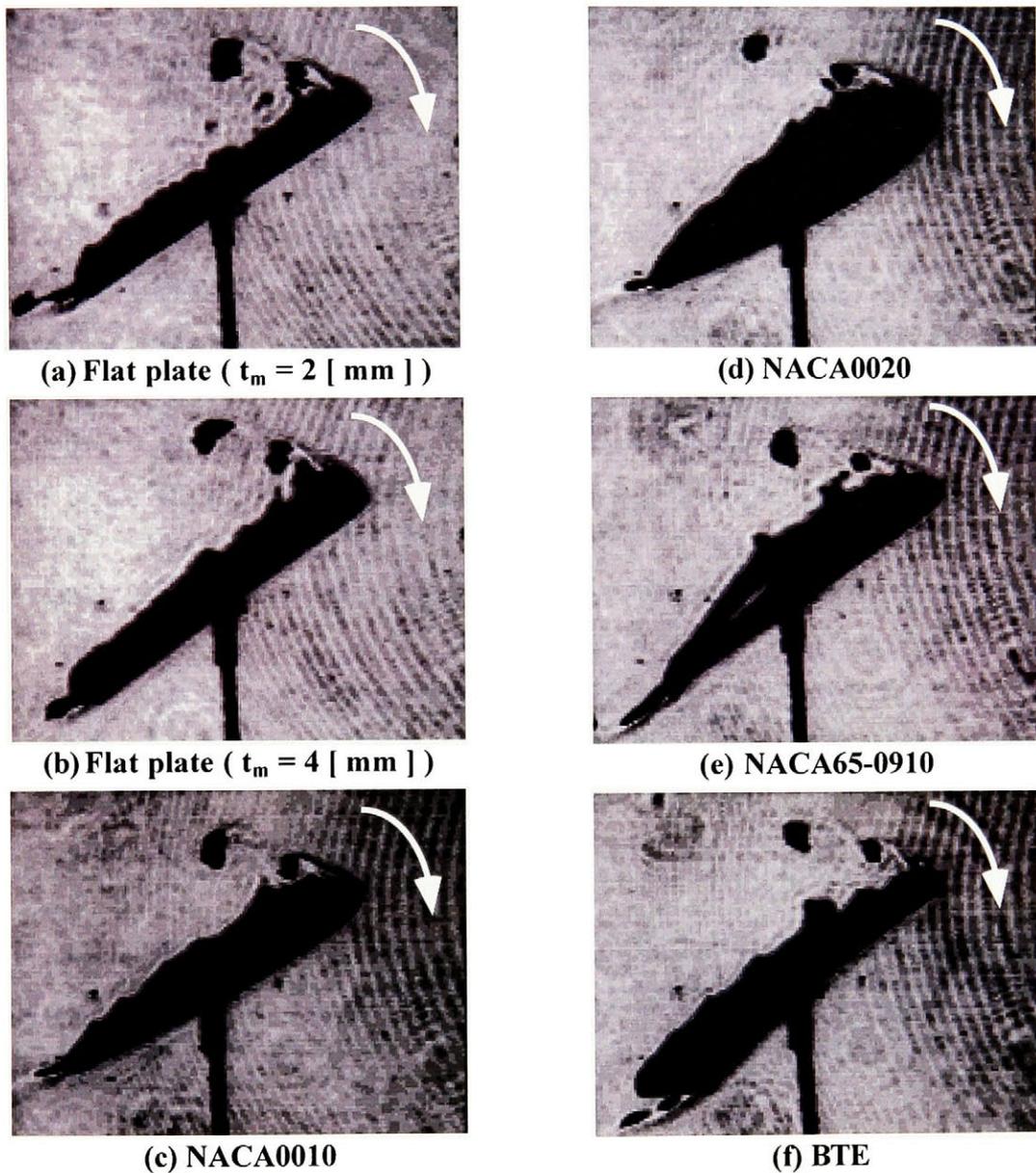


Fig. 4.2.1 Visualization of discrete vortices shed from the leading edge in all test airfoils. ($Re = 4.0 \times 10^3$, $k = 0.013$, $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$)

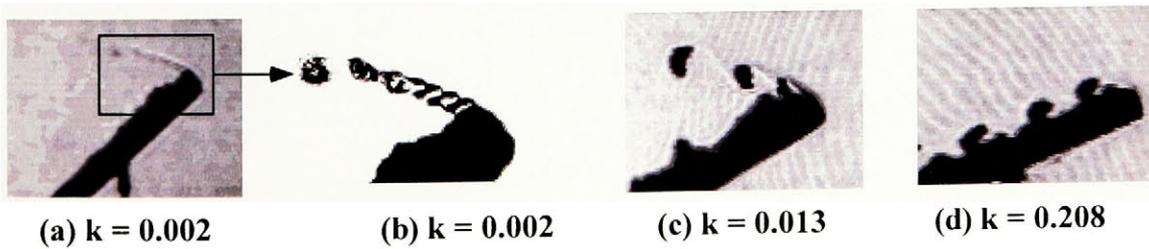


Fig. 4.2.2 Flow patterns of vortex shed from the leading edge. (Flat plate ($t_m = 2$ [mm]), $Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$)

4.2.2 ピッチング運動翼前縁から発生する離散的是く離渦の合体

図 4.2.3 に、平板翼($t_m = 4\text{mm}$)前縁より発生する離散的是く離渦の挙動を示す。 $Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$, $k = 0.013$ における迎え角減少時の写真である。

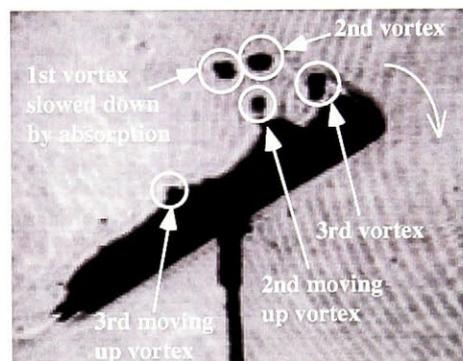
ピッチング運動翼前縁より始まるはく離せん断層内に、分離した離散的是く離渦が次々に発生している。ピッチング運動翼前縁から発生する離散的是く離渦は、翼背面上を遡上する渦と干渉することにより、速度が遅くなり、次に発生した離散的是く離渦と合体し、一つのはく離渦を構成している。その機構を以下、図(a), (b)および(c)に沿って説明する。

1. 図 4.2.3 (a) : 翼前縁から発生する一つ目のはく離渦 (反時計方向回転) と翼背面上を遡上する渦 (時計方向回転) とが翼前縁付近で接近する。
2. 図 4.2.3 (b) : この二つの渦は干渉することにより、翼背面上を遡上してきた渦は消滅し、翼前縁から発生したはく離渦は弱まり、減速する。
3. 図 4.2.3 (c) : 弱まり、減速したはく離渦と翼前縁から発生した二つ目のはく離渦は合体し、一つのはく離渦を形成する。この時、翼前縁より発生した三つ目のはく離渦と翼背面上を遡上してきた二つ目の渦は干渉し始めている。

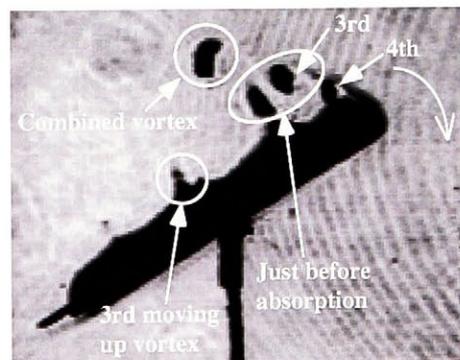
ピッチング翼前縁から発生する二つの離散的是く離渦が合体し、一つのはく離渦を形成する現象が連続的に生じる。この現象は6種類の供試翼において共通に確認できた。本研究では、この合体したはく離渦を一つのはく離渦としている。



(a) 1st vortex meets 1st moving up vortex separated from the suction surface



(b) 1st vortex becomes weak and slow by absorption



(c) The 2nd vortex catches up the first one

Fig. 4.2.3 Creation of a combined vortex ($\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$, $k = 0.013$, $Re = 4.0 \times 10^3$, $\Delta t = 1/450$ [sec])

4.2.3 ピッチング運動翼背面上の境界層不安定現象

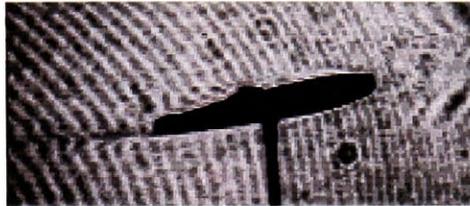
最近では、はく離の制御および制御のタイミングに高い関心もたれ、多くの研究者達が試みている。しかしながら、はく離発生を微小圧力変動として捉えた報告⁽⁴⁷⁾はあるものの、その現象自体を捉えた報告例はない。3.3.3節の染料を用いた可視化実験から、BTE翼において、 $k = 0.063$ という小さな無次元角速度の場合にはく離発生直前に境界層の不安定現象が発生することを報告した。本可視化実験結果からも同様に、ピッチング運動翼迎え角増加時のはく離発生直前に翼背面上の境界層が不安定になる現象を捉えた。図4.2.4にその可視化写真を示す。 $Re = 4.0 \times 10^3$ 、 $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ である。

$k = 0.02$ 付近と非常に小さく、また迎え角は、はく離発生直前の $\alpha = 12^\circ$ 付近である。図4.2.4(d)より、翼先端の尖ったBTE翼においては、翼前縁から境界層の不安定波が翼背面上に拡がっていることがわかる。NACA0010、NACA0020およびNACA65-0910においては翼後縁側に不安定波が存在していることがわかる。平板翼は先端の角部から常にはく離するはく離点が固定された形状になっているためにこのような現象は見られない。また、無次元角速度が非常に小さい場合の時のみ、この現象は見られ、無次元角速度が大きくなるとこのような現象は見られない。

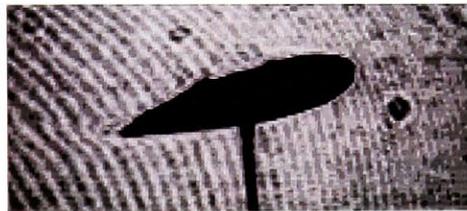
これらの不安定波はトルミーン・シュリヒティング波 (Tollmien - Schlichting Wave) ⁽⁵⁹⁾⁽⁶⁰⁾である。一様流中に置かれた平板などの場合、平板前縁から層流境界層が発達するが、ある程度下流にいくと層流と乱流の性質を合わせ持つ不安定な遷移領域が現れ、乱流境界層へと変化する。この不安定な遷移領域がトルミーン・シュリヒティング波である。静止状態時の平板ではこの境界層の遷移レイノルズ数は $Rec = 5.9 \times 10^4$ 程度、翼の場合、 $Rec = 7.0 \times 10^4$ 程度であることがよく知られている。本実験で捉えられた境界層の不安定現象は $Re = 4.0 \times 10^3$ と小さいレイノルズ数ではあるが、はく離無しの層流状態からはく離流れへと変化する過程で起きる現象であることからトルミーン・シュリヒティング波であることがわかる。

3.3.3節の染料を用いた可視化実験からもこの現象は発生していることから、加振装置などの機械的振動により発生するものではなく、完全に流れ場の現象であるということが言える。

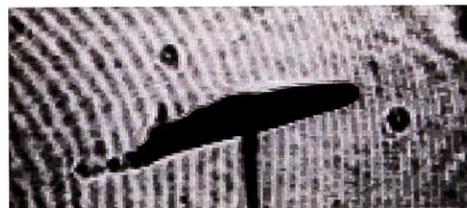
従って、この境界層の不安定現象をはく離発生の予兆とできることが考えられる。



$k = 0.019, \alpha = 13^\circ$
(a) NACA0010



$k = 0.019, \alpha = 15^\circ$
(b) NACA0020



$k = 0.019, \alpha = 15^\circ$
(c) NACA65-0910



$k = 0.023, \alpha = 13^\circ$
(d) BTE

Fig. 4.2.4 Boundary layer instability on the suction surface of a pitching airfoil

4.3 ピッチング運動翼前縁及び後縁からの離散的はく離渦発生周波数

これまでに非定常運動翼まわりのみならず円柱あるいはブラフボディなどの物体まわりの流れ場に関する研究⁽⁶¹⁾⁽⁶²⁾は多数報告されている。その中でも空力不安定現象の解明を目的とした研究は多く行われており、これらの多くにおいて渦発生に関する報告がなされている。空力不安定現象は基本的には物体から放出されるカルマン渦に起因するとされており、渦発生周波数やストロハル数が測定されている。これらの渦発生周波数のほとんどが熱線風速計により検出された速度変動のスペクトル解析により得られている。

本研究では、シュリーレン可視化実験により得られた可視化像の再生画面を画像処理等を通じて入念に調べ、人間の眼により翼前縁及び後縁から発生する離散的はく離渦を一つ一つカウントすることによりピッチング 1 周期当たり、また単位時間当たりのはく離渦発生周波数について調べた。

4.3.1 ピッチング運動翼前縁からのピッチング一周期当たりの離散的はく離渦発生周波数

本節では、5種類の供試翼（平板翼，NACA0010，NACA0020，NACA65-0910，BTE）のピッチング運動一周期当たり（下死点→上死点→上死点）の翼前縁及び後縁からの離散的はく離渦発生周波数について調べる。具体的にはレイノルズ数の影響，翼形状の影響，ピッチング振幅の影響，基本迎え角の影響，回転中心の影響，迎え角増加と迎え角減少の影響，熱対流の影響，測定誤差について調べる。測定結果グラフは横軸に無次元角速度 k ，縦軸にピッチング一周期当たりのはく離渦発生周波数 Ω を示す。

4.3.1.1 レイノルズ数の影響

図 4.3.1 (a)~(e)に $Re = 2.0 \times 10^3$, 4.0×10^3 , 1.0×10^4 , $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ において、5 種類のピッチング運動翼前縁よりピッチング 1 周期あたりに発生する離散的はく離渦発生周波数を示す。●, ■, ▲がそれぞれ $Re = 2.0 \times 10^3$, 4.0×10^3 , 1.0×10^4 の結果を示す。

全ての結果より、ピッチング一周期あたりのはく離渦発生周波数は、異なるパラメータにおける発生周波数がほぼ一つの曲線上にのり、 $k < 0.03$ 以下になると急激に増大する傾向にあることがわかる。これによりピッチング一周期あたりのはく離渦発生周波数はレイノルズ数の影響は極めて小さく、無次元角速度に強く依存していることがわかる。また、 $k = 0.0$ 、すなわち、定常状態ではこの離散的はく離渦がチェーン状に一系列に重なることにより、その発生周波数は無限に大きくなることが考えられる。それは図 4.2.2(a)の可視化結果からも裏付けられる。また、特に $Re = 1.0 \times 10^4$ の場合に $0.01 < k < 0.04$ においては、渦発生周波数がばらついた傾向にある。 $0.01 < k < 0.04$ は離散的はく離渦の発生周波数が急激に変化する範囲であるために可視化画像からの測定も困難であるためである。特に $Re = 1.0 \times 10^4$ の場合には主流速度が大きく、かつピッチング運動翼の角速度も非常に大きいため高速度カメラでさえも現象を明確に捉えることは困難である。

4.3.1.2 翼形状の影響

図 4.3.2 に $Re = 4.0 \times 10^3$ において、 $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$ 及び $30^\circ \pm 30^\circ$ の範囲で 6 種類のピッチング運動翼前縁よりピッチング 1 周期あたりに発生する離散的はく離渦発生周波数をそれぞれ(a)および(b)示す。●, ■, ▲, ◆, ▼, ×がそれぞれ平板翼 ($t_m = 2, 4$ [mm]), NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTE の結果を示す。

図(a)の $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$ の場合、ピッチング運動翼は $\alpha = 30^\circ$ (下死点) から $\alpha = 90^\circ$ (上死点) まで移動する。そのために全ての供試翼において常に翼前縁からはく離している領域となる (以下、完全はく離領域)。一方、図(b)の $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ の場合、ピッチング運動翼は $\alpha = 0^\circ$ (下死点) から $\alpha = 60^\circ$ (上死点) まで移動する。そのためにはく離点が翼前縁に固定され、常にはく離し続けている平板翼以外の供試翼は $\alpha = 0^\circ$ 付近でははく離は発生せず、翼前縁からはは

く離渦も発生しない領域となる。

図(a) $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$ の完全はく離領域では、ピッチング運動翼前縁よりピッチング一周期あたりに発生するはく離渦発生周波数に与える翼形状の影響は極めて小さく、その発生周波数は無次元角速度に強く依存していることがわかる。一方、図(b) $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ では、はく離渦発生周波数が無次元角速度に強く依存する傾向に変わりはないが、翼形状による多少のばらつきが生じ、グラフを形成する曲線の幅が図(a) $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$ の場合に比べ広がっている。上述したように、 $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ の場合、平板翼以外の供試翼においては下死点 ($\alpha = 0^\circ$) 付近でははく離渦が発生しないために発生周波数が平板翼に比べ減少している。そのために翼形状によるばらつきが大きくなっている。

4.3.1.3 ピッチング振幅の影響

図 4.3.3(a)~(e)に基本迎え角を $\alpha_m = 30^\circ$ と固定し、ピッチング振幅を $A = \pm 5^\circ$, $\pm 10^\circ$, $\pm 20^\circ$, $\pm 30^\circ$ と変化させた時に5種類のピッチング運動翼前縁より発生するピッチング一周期あたりのはく離渦発生周波数を示す。レイノルズ数は $Re = 4.0 \times 10^3$ であり、 \times , \blacksquare , \blacktriangle , \bullet がそれぞれ $\alpha = 30^\circ \pm 5^\circ$, $30^\circ \pm 10^\circ$, $30^\circ \pm 20^\circ$, $30^\circ \pm 30^\circ$ の結果を示す。

本研究では翼のピッチング運動を角速度一定で行っている。図 4.1.12 に示すように上死点及び下死点において瞬間的に静止するもののほぼ三角波形で振動している。ピッチング振幅 $A = \pm 5^\circ$ と $\pm 30^\circ$ ではそれぞれピッチング一周期あたりに 20° と 120° 動くことになることから、それに要する時間も $A = \pm 30^\circ$ の時が6倍長いことになる。すなわち、翼前縁から常に離散的はく離渦が発生していれば、その発生周波数も約6倍多くなることになる。

図(a)の平板翼の場合には、最小無次元角速度 ($k = 0.013$) 時において、 $A = \pm 5^\circ$ の時、 $\Omega = 37$ 、 $A = \pm 30^\circ$ の時、 $\Omega = 204$ と6倍弱になっている。同様に $A = \pm 10^\circ$, $A = \pm 20^\circ$ の場合と比較しても発生周波数は2倍、4倍となっている。 $k < 0.02$ 付近までこのような結果が得られているが、 $k > 0.02$ となるとピッチング振幅の影響は非常に小さくなり、 $k > 0.1$ となるとほぼ同じ値となっている。

また、平板翼以外の翼の場合においては、 $\alpha = 30^\circ \pm 5^\circ$ の場合は、全ての供試翼において常に翼前縁よりはく離しているが、 $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ の場合には下死点 ($\alpha = 0^\circ$) 付近ではく離が発生しない領域となる。そのために平板翼のよう

な離散的はく離渦発生周波数がほぼ等倍となるような規則的な変化は見られず、20%程度減少した発生周波数となっている。しかしながら、 $k > 0.1$ になると、ピッチング振幅に依らず、無次元角速度に強く依存する傾向に変わりはないことがわかる。すなわち、基本迎え角がはく離しない領域であり、無次元角速度 $k > 0.1$ であれば、離散的はく離渦の発生周波数はピッチング振幅の影響は非常に小さいということがわかる。

4.3.1.4 基本迎え角の影響

図 4.3.4(a)~(e)に基本迎え角およびピッチング振幅を変化させた時に5種類のピッチング運動翼前縁より発生するピッチング一周期当たりのはく離渦発生周波数を示す。レイノルズ数は $Re = 4.0 \times 10^3$ であり、 \times 、 \blacksquare 、 \blacktriangle 、 \bullet がそれぞれ $\alpha = 5^\circ \pm 5^\circ$ 、 $10^\circ \pm 10^\circ$ 、 $20^\circ \pm 20^\circ$ 、 $30^\circ \pm 30^\circ$ の結果を示す。いずれの場合も下死点は $\alpha = 0^\circ$ となるために平板翼以外の供試翼ははく離を発生しない領域をもっている。

図(a)の平板翼の場合には、はく離点が固定されているためにいずれの基本迎え角においてもはく離が発生する。 $\alpha = 5^\circ \pm 5^\circ$ においては最小無次元角速度($k = 0.013$)時において $\Omega = 40$ となっている。これは前節の結果における $\alpha = 30^\circ \pm 5^\circ$ の $\Omega = 37$ とほぼ同数となっている。また、 $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ の場合の $\Omega = 204$ の6倍弱となっていることから、平板翼においては前節で述べた規則的な変化が見られている。また、 $k > 0.1$ ではピッチング振幅の影響は非常に小さくなっていることから、平板翼におけるピッチング運動翼前縁より発生する離散的はく離渦の発生周波数は基本迎え角の影響は小さいということがわかる。

一方、はく離しない領域を含む平板翼以外の供試翼の場合(図 4.3.4 (b)~(e))、 $\alpha = 5^\circ \pm 5^\circ$ における渦発生周波数が非常に小さいことがわかる。 $k = 0.013$ の場合でも $\Omega = 10$ 程度である。平板翼以外の供試翼は $\alpha = 10^\circ$ 前後ではく離が発生するためほとんどはく離しない領域でピッチング運動しているためである。また、 $\alpha = 10^\circ \pm 10^\circ$ 、 $\alpha = 20^\circ \pm 20^\circ$ においても平板翼に比べると渦発生周波数は小さく、前節の $\alpha = 30^\circ \pm 10^\circ$ 、 $\alpha = 30^\circ \pm 20^\circ$ に比べても小さいことがわかる。また、 $k > 0.1$ においてもばらつきが大きい。 $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ の場合には $\Omega = 10$ 程度であるものの、 $\alpha = 5^\circ \pm 5^\circ$ では $\Omega = 4$ 程度となっている。これらのことから、ピッチング運動翼前縁から発生するピッチング一周期当たりの離散的は

く離渦発生周波数ははく離が発生しない領域であれば基本迎え角の影響は極めて小さく無次元角速度に強く依存するが、はく離する領域を含む基本迎え角であれば、無次元角速度の影響が小さくなることがわかる。

4.3.1.5 回転中心の影響

図 4.3.5 に平板翼($t_m = 4$ [mm]), NACA0010, NACA0020 の $Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 30^\circ \pm 10^\circ$ において回転中心が翼前縁より 1/2 弦長と 1/4 弦長の場合にピッチング運動翼前縁から発生するピッチング一周期あたりのはく離渦発生周波数をそれぞれ(a)~(c)に示す。●, ■がそれぞれ翼前縁から 1/2 弦長及び 1/4 弦長の回転中心の結果を示す。また、翼前縁から 1/2 弦長の場合の無次元角速度は 4.1.5 で述べたように式(4.3.1)を用い、1/4 弦長の場合の無次元角速度は式(4.3.2)を用いる。

$$k = \frac{\omega c}{2 V_0} \quad (4.3.1)$$

$$k = \frac{\omega c}{4 V_0} \quad (4.3.2)$$

図(a)平板翼($t_m = 4$ [mm])の場合、ピッチング一周期あたりの渦発生周波数は一つの曲線を描き、無次元角速度に強く依存していることがわかる。一方、NACA0010, NACA0020 の場合には、無次元角速度に依存している傾向には変わらないものの、翼前縁から 1/2 弦長と 1/4 弦長の場合では $0.02 < k < 0.06$ で異なった値となっている。無次元角速度の式の定義を変えているためにこのような差があらわれている。前述したように平板翼ははく離点が翼前縁に固定されるために無次元角速度の式の定義を変える必要がある。NACA0010, NACA0020 の場合ははく離点が移動することから、無次元角速度を式(4.3.2)で定義することは適切ではないと考える。しかしながら、ピッチング運動翼前縁から発生するピッチング一周期あたりの離散的はく離渦発生周波数は、無次元角速度に強く依存するという傾向に変わりはない。

4.3.1.6 熱対流の影響

本研究では低レイノルズ数領域を対象としており、またマッハ数も非常に小さいために圧縮性の影響は十分に小さい。そのため、ピッチング運動翼まわりの流れ場に強制的に密度変化を与えている。その方法は 4.1.2 で説明したように、

供試翼の上方および下方からハロゲンライトと2つの照明用ライトで供試翼を加熱し、強制的に密度変化を与えている。シュリーレン可視化法で捉えられた可視化像に、強制加熱による熱対流の影響が含まれている可能性がある。そこで、熱対流の影響を調べるために、通常の見視化実験とは対称な負の迎え角を持つピッチング運動翼まわりの可視化実験を行った。これまでに捉えた可視化像に熱対流の影響が含まれていれば、負の迎え角では離散的はく離渦の挙動、発生周波数が異なることが予想される。そこで、平板翼($t_m = 4$ [mm])を対象に $Re = 4.0 \times 10^3$ における $\alpha = -60^\circ \pm 30^\circ$ 及び $-30^\circ \pm 30^\circ$ におけるピッチング運動翼前縁からピッチング一周期当たりの離散的はく離渦発生周波数を調べ、 $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$ および $30^\circ \pm 30^\circ$ における結果と比較した。

図4.3.6は $Re = 4.0 \times 10^3$ において、 $\alpha = -60^\circ \pm 30^\circ$ および $-30^\circ \pm 30^\circ$ のピッチング一周期当たりの離散的はく離渦発生周波数を示す。図(a)が $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$ と $\alpha = -60^\circ \pm 30^\circ$ の結果を示し、図(b)が $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ と $\alpha = -30^\circ \pm 30^\circ$ の結果を示す。●、■がそれぞれ正および負の基本迎え角を示す。

いずれの結果からも、ピッチング一周期当たりの離散的はく離渦は無次元角速度に強く依存した傾向となり、その差もほとんどない。すなわち、これらシュリーレン可視化実験結果には熱対流の影響はほとんど含まれていないことがわかる。また負の迎え角をもつ場合の流れ場は正の迎え角をもつ場合の流れ場とほぼ同じであることを確認している。

4.3.1.7 アスペクト比の影響

シュリーレン可視化実験で用いた供試翼は翼弦長 $c = 0.06$ [m]、翼スパン長さ $l = 0.14$ [m] である。これは風洞出口寸法を考慮した結果選定した寸法である。その結果、供試翼のアスペクト比($= l/c$)は2.33となる。一般にアスペクト比が5.0程度であれば三次元的影響(翼端からの巻き上がり渦)は生じないと言われている。本実験ではこの巻き上がり渦を防止するために翼背面上中央にのみ黒色の塗装を施し、密度変化を与えている。しかしながら、アスペクト比が小さいために翼端からの巻き上がり渦が存在している可能性がある。そこで、翼弦長 $c = 0.04$ [m]、翼スパン長さ $l = 0.20$ [m] のアスペクト比が5.0となる平板翼を作成し、これらの比較を行った。

図4.3.7にアスペクト比5.0と2.33の平板翼を用い、 $Re = 4.0 \times 10^3$ 、 $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ におけるピッチング運動翼前縁からのピッチング一周期当たりの離散的

はく離渦発生周波数を示す。●、■がそれぞれアスペクト比 5.0 および 2.33 の結果を示す。

両者を比較すると、多少のばらつきはあるもののピッチング一周期当たりの離散的はく離渦発生周波数が無次元角速度に依存する傾向に変わりはなく、近い値となっている。従って、本実験における三次元性の影響は無視できるほど小さいと言える。

4.3.1.8 測定誤差

前節までの結果であるピッチング一周期あたりの離散的はく離渦発生周波数は、シュリーレン可視化像を高速度カメラにより VTR に取り込み、その再生画像を入念に観察し、人間の眼でカウントしている。そのため、測定者による個人差が存在する。

図 4.3.8 は三人の測定者 (A:●, B:■, C:▲) により測定された、平板翼($t_m = 4$ [mm])を対象に $Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ におけるピッチング運動翼からのピッチング一周期当たりのはく離渦発生周波数を示す。また、表 4.3.1 はその値を示す。 $k = 0.03$ 付近で多少のばらつきはあるものの、いずれの測定者の結果もほぼ一本の曲線を描いており、その値もほぼ同じであることがわかる。従って、 $Re = 4.0 \times 10^3$ の場合には測定者による誤差は非常に小さい。主流速度が大きく可視化像の再生画面からの測定が困難である $Re = 1.0 \times 10^4$ の場合でも測定誤差は最大 10%程度であることから、いずれの場合においても測定者による測定誤差は非常に小さいと言える。

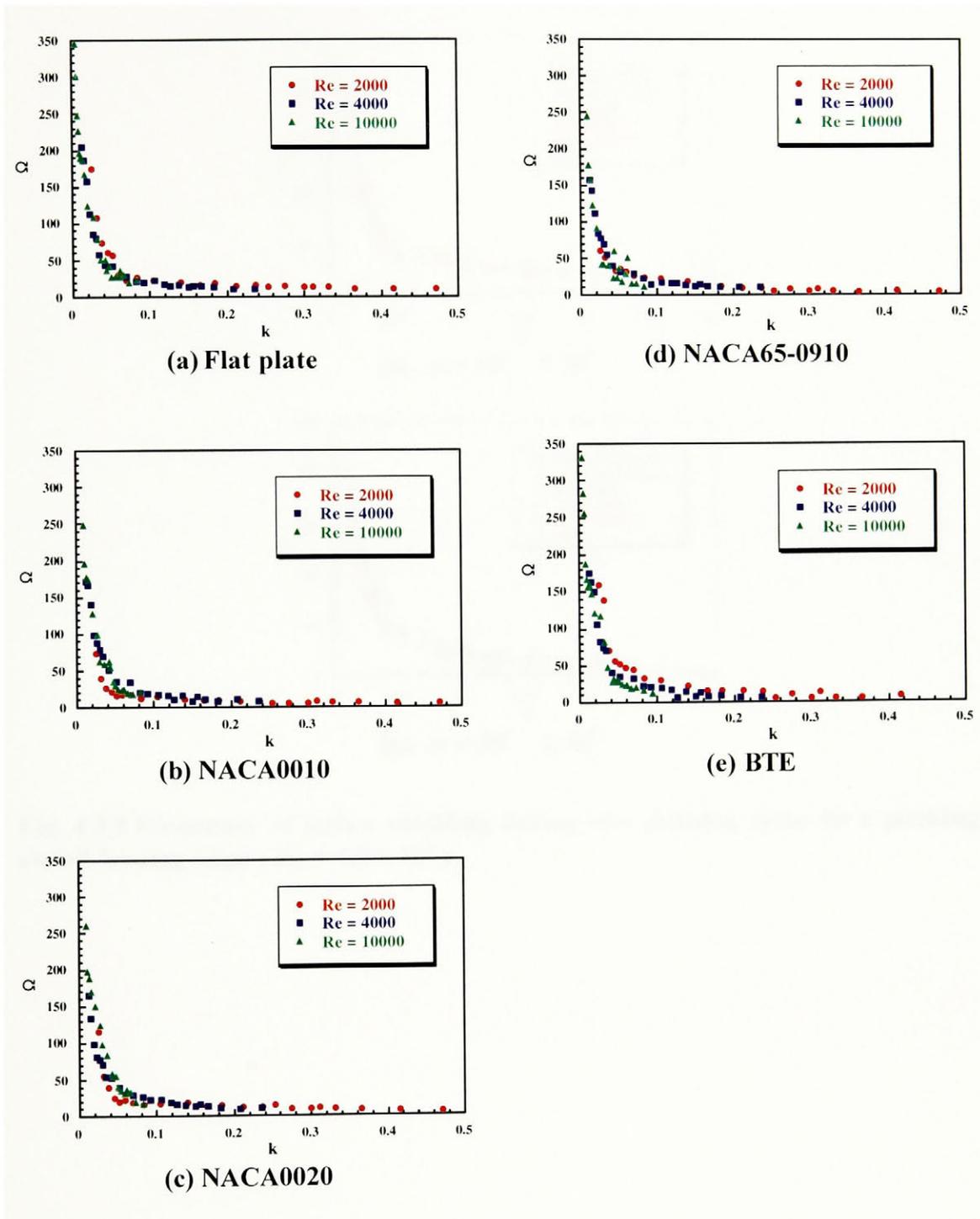


Fig. 4.3.1 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil leading edge ($\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$)

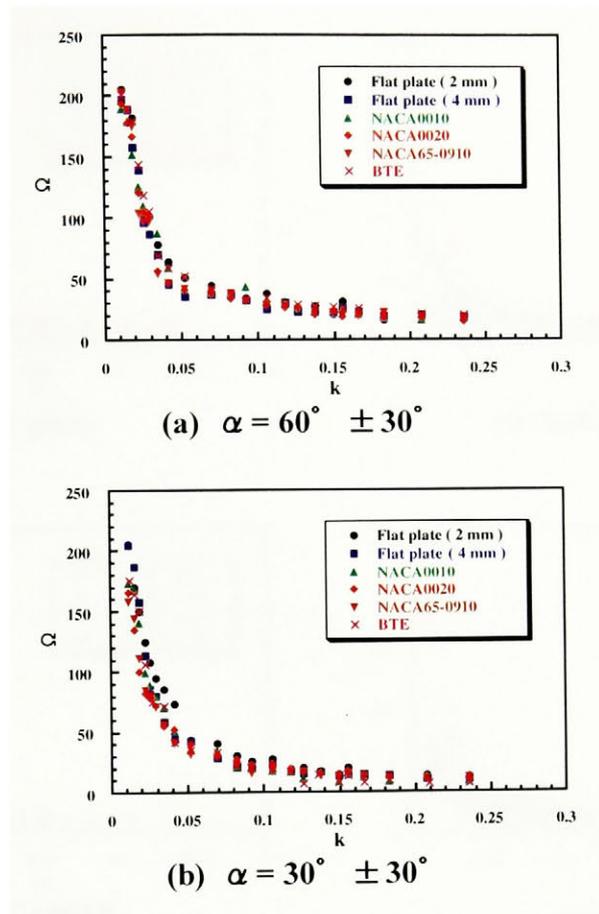


Fig. 4.3.2 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$)

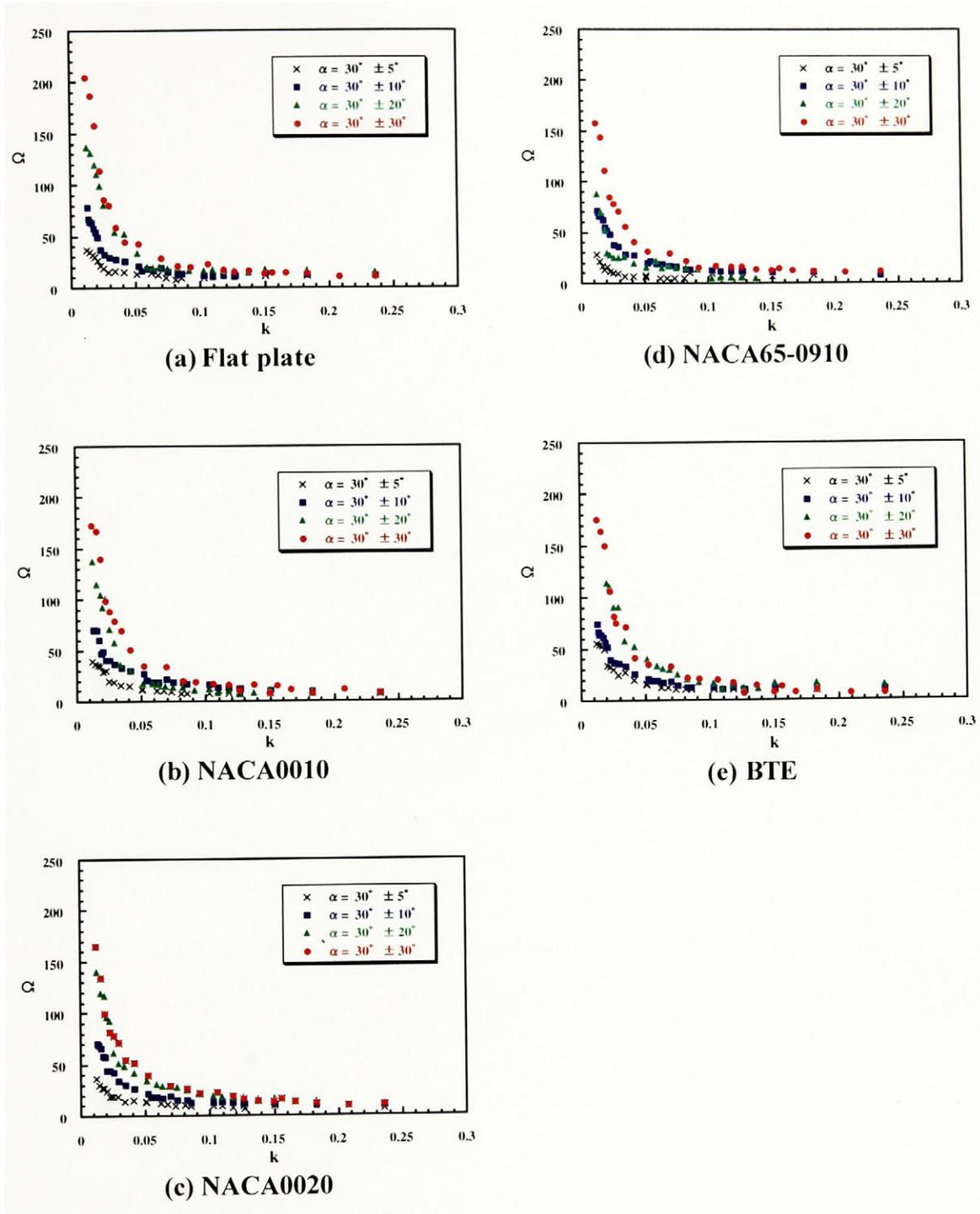


Fig. 4.3.3 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha_m = 30^\circ$)

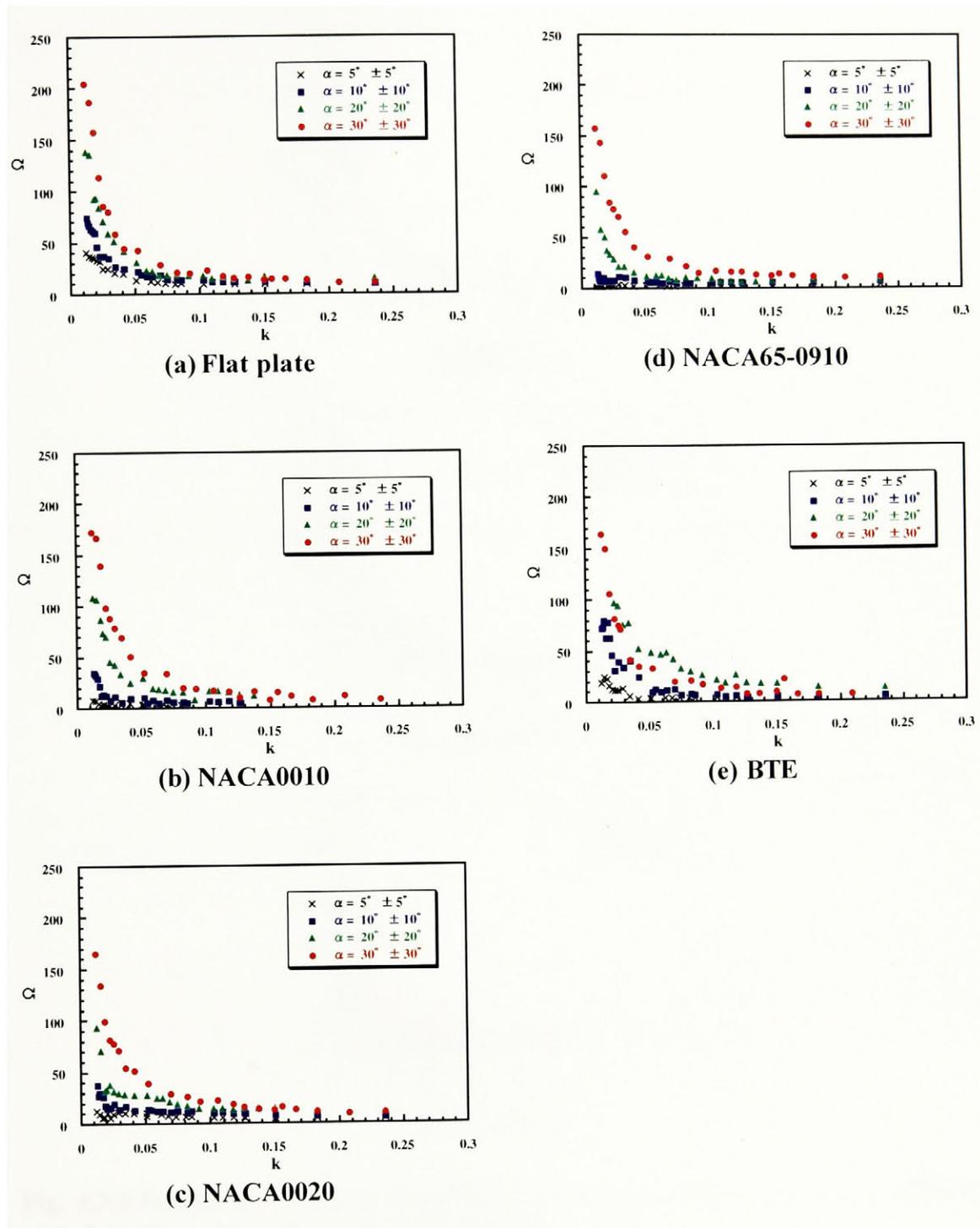


Fig. 4.3.4 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$)

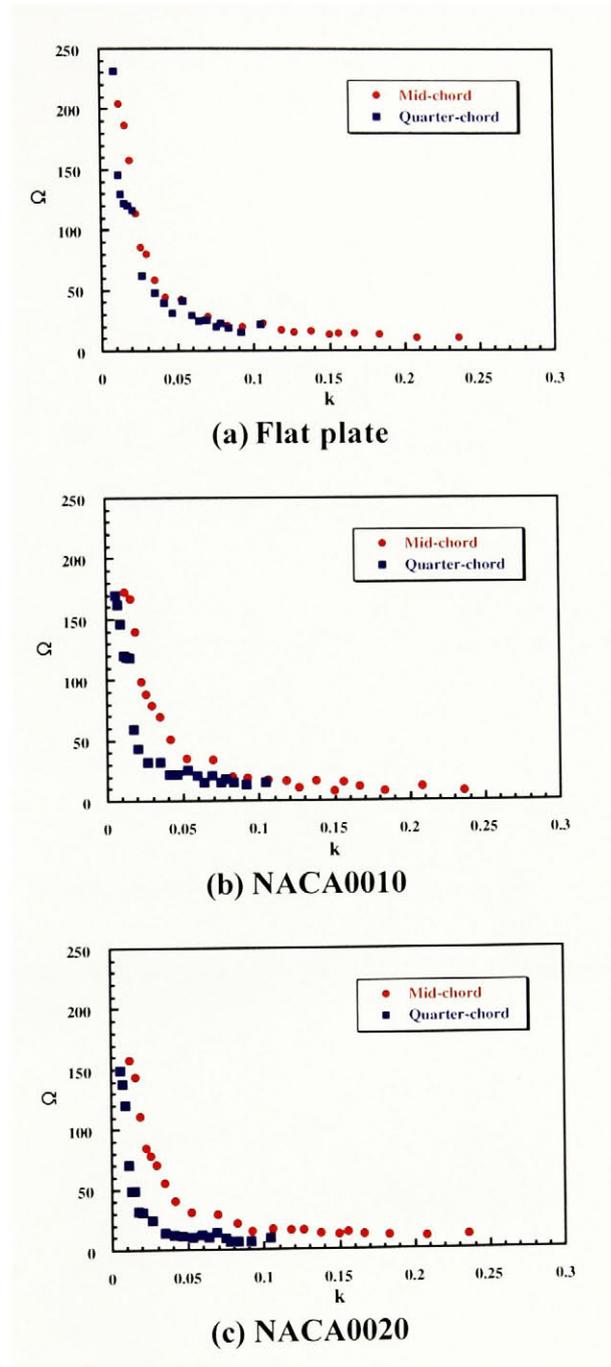


Fig. 4.3.5 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$)

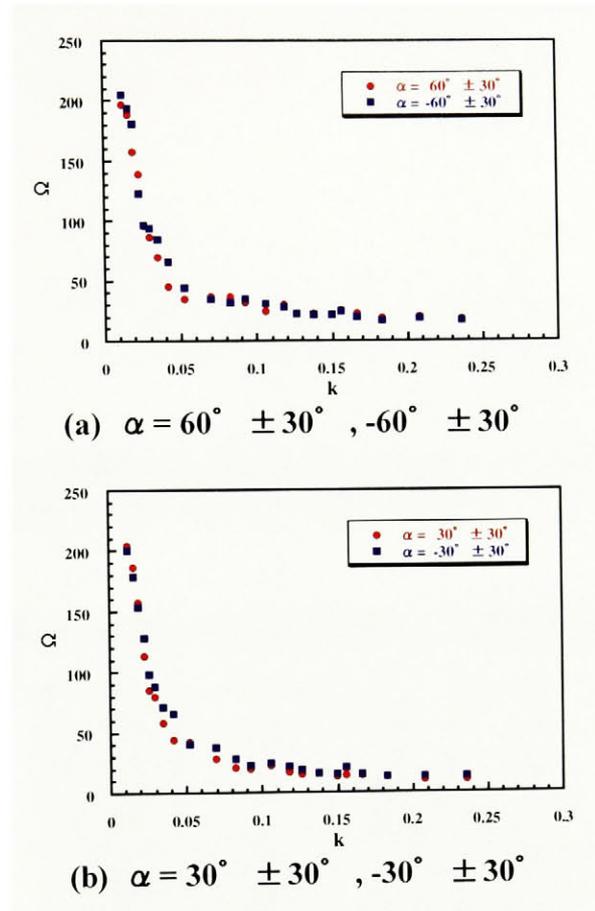


Fig. 4.3.6 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$)

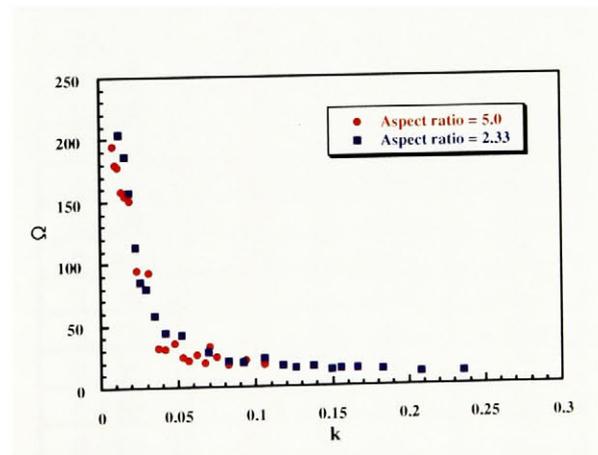


Fig. 4.3.7 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3, \alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$)

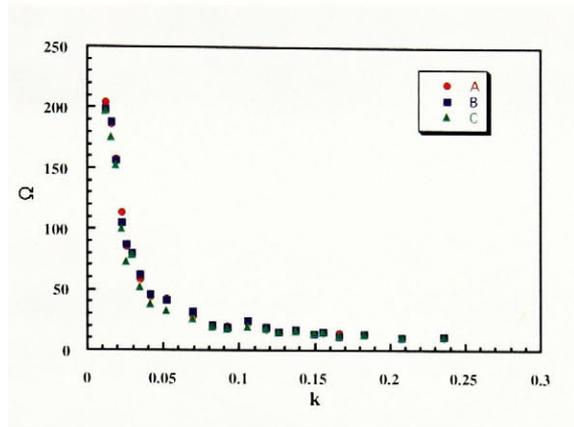


Fig. 4.3.8 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$)

Table 4.3.1 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil leading edge

k	A	B	C
0.013	204	199	197
0.016	186	188	175
0.019	157	150	152
0.022	113	105	99
0.025	85	87	72
0.030	80	80	78
0.034	58	62	52
0.041	44	46	38
0.052	42	41	32
0.070	28	32	25
0.110	23	24	19
0.160	14	15	14
0.082	21	21	19
0.092	20	19	17
0.120	17	19	17
0.140	16	17	15
0.170	14	11	11
0.210	10	10	10
0.130	15	15	14
0.150	13	13	13
0.180	13	13	12
0.240	10	10	10

4.3.2 ピッチング運動翼後縁からのピッチング一周期当たりの離散的はく離渦発生周波数

図 4.3.9 に $Re = 4.0 \times 10^3$ において、 $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$ および $30^\circ \pm 30^\circ$ の範囲で 6 種類のピッチング運動翼後縁よりピッチング 1 周期当たりに発生する離散的はく離渦発生周波数をそれぞれ(a)および(b)示す。●, ■, ▲, ◆, ▼, ×がそれぞれ平板翼 ($t_m = 2, 4$ [mm]), NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTE の結果を示す。また、ピッチング運動翼後縁から発生する離散的はく離渦は翼前縁のように 2 つの渦が合体する現象は起きていない。

図(a) $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$ の場合も、図(b) $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ の場合もピッチング運動翼後縁からのピッチング 1 周期当たりの離散的はく離渦発生周波数は、ピッチング運動翼前縁からの発生周波数の結果と同様に無次元角速度に強く依存し、翼形状の影響は極めて小さいことがわかる。

4.3.3 ピッチング運動翼前縁／後縁からのピッチング一周期当たりの離散的はく離渦発生周波数

$\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$ 及び $30^\circ \pm 30^\circ$ の場合の $Re = 4.0 \times 10^3$ における 6 種類のピッチング運動翼前縁および後縁からのピッチング一周期当たりの離散的はく離渦発生周波数をそれぞれ図 4.3.10, 4.3.11 に示す。図(a)~(f)がそれぞれ平板翼 ($t_m = 2, 4$ [mm]), NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTE の結果を示す。また、●, ■がそれぞれ翼前縁及び後縁からの発生周波数を示す。

$\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$, $30^\circ \pm 30^\circ$ の場合も多少の誤差はあるものの翼前縁, および後縁からの渦発生周波数はいずれの供試翼においてもほぼ同じとなっていることがわかる。従って、ピッチング一周期当たりに翼前縁, および後縁から発生する離散的はく離渦発生周波数は無次元角速度に強く依存し、その発生周波数はほぼ同じであるということがわかる。

4.3.4 ピッチング運動翼前縁／後縁より迎え角増加/減少時に発生する離散的はく離渦発生周波数

$\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$ 及び $30^\circ \pm 30^\circ$ の場合の $Re = 4.0 \times 10^3$ における6種類のピッチング運動翼前縁および後縁からの迎え角増加時および減少時の離散的はく離渦発生周波数をそれぞれ図 4.3.12, および 4.3.13 に示す. 図(a)~(f)がそれぞれ平板翼 ($t_m = 2, 4$ [mm]), NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTE の結果を示す. また, ●, × がそれぞれ翼前縁より迎え角増加および減少時の発生周波数を示し, ●, × がそれぞれ翼後縁より迎え角増加および減少時の発生周波数を示す. また, 迎え角増加はピッチング運動翼の下死点(α_{\min})から上死点(α_{\max})までの移動であり, 反対に迎え角減少とはピッチング運動翼の上死点(α_{\max})から下死点(α_{\min})までの移動である.

翼前縁および後縁からも迎え角増加および減少時の発生周波数はほぼ同じである. また, 無次元角速度が大きくなった場合でもアップストローク時とダウンストローク時の発生周波数は同じである. この傾向は図(a) $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$, および図(b) $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$ のどちらの場合でも言えることである. 従って, 迎え角増加および減少時の離散的はく離渦発生周波数は翼前縁および後縁のどちらの場合でもほぼ同じであることがわかる.

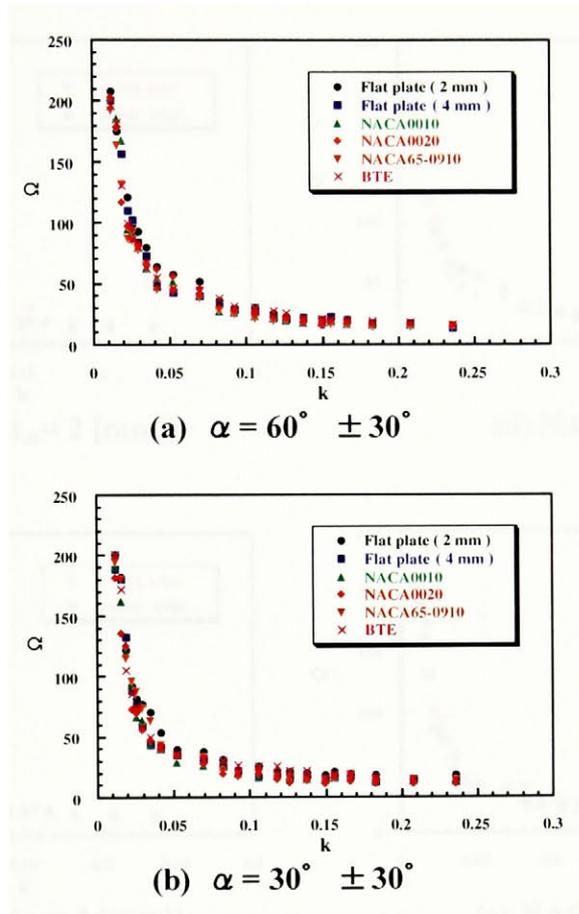


Fig. 4.3.9 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil trailing edge ($Re = 4.0 \times 10^3$)

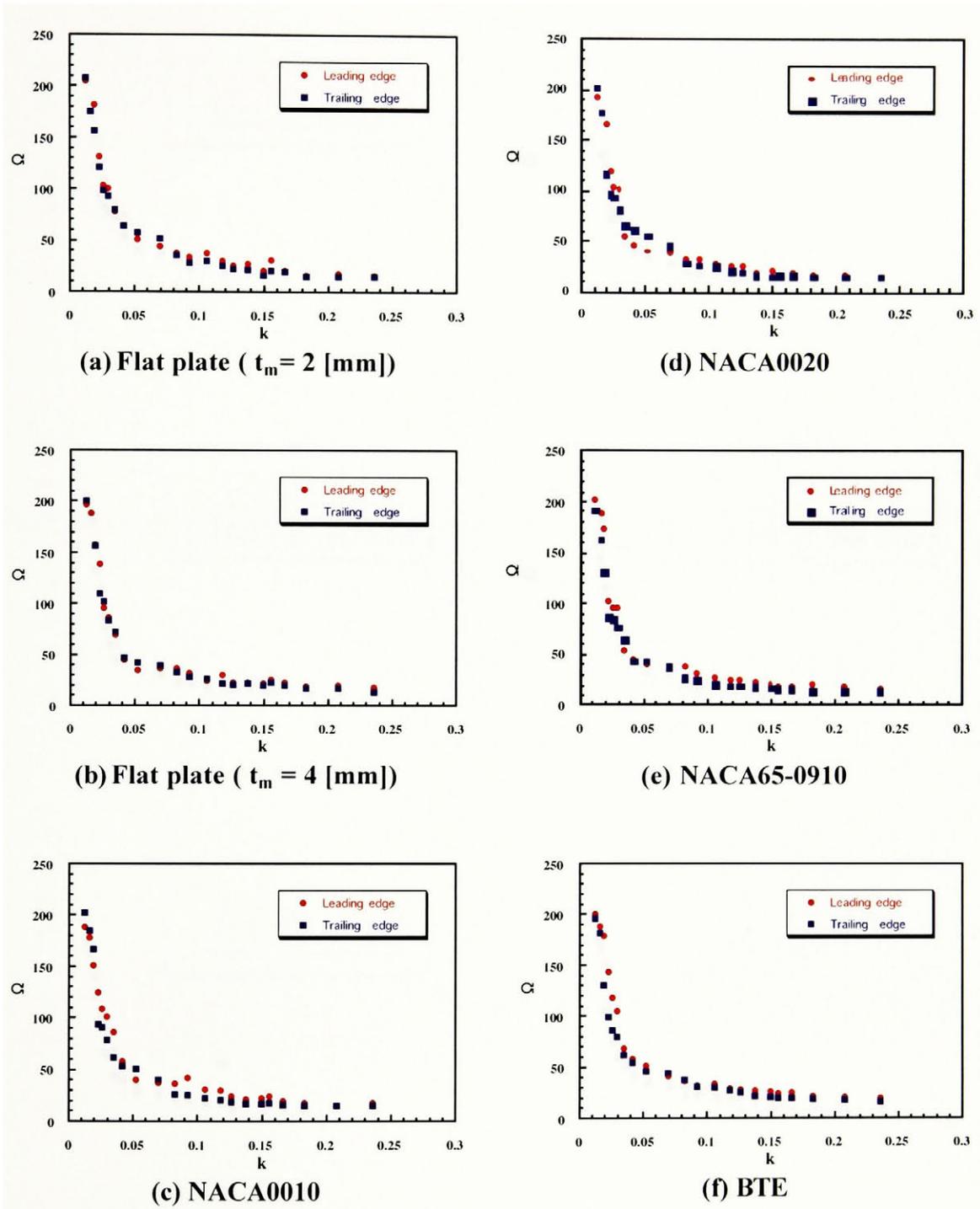


Fig. 4.3.10 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil leading edge and trailing edge ($Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$)

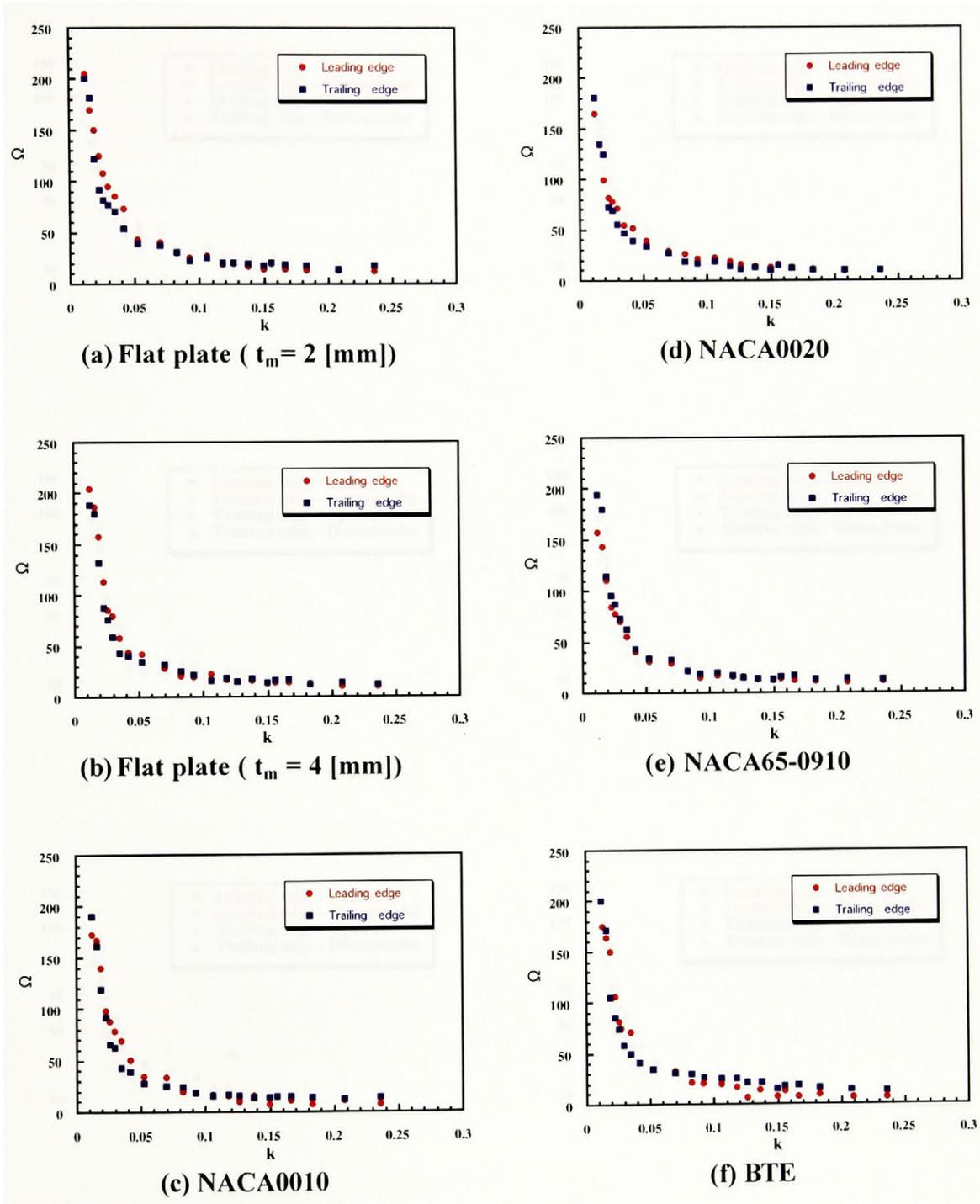


Fig. 4.3.11 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil leading edge and trailing edge ($Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$)

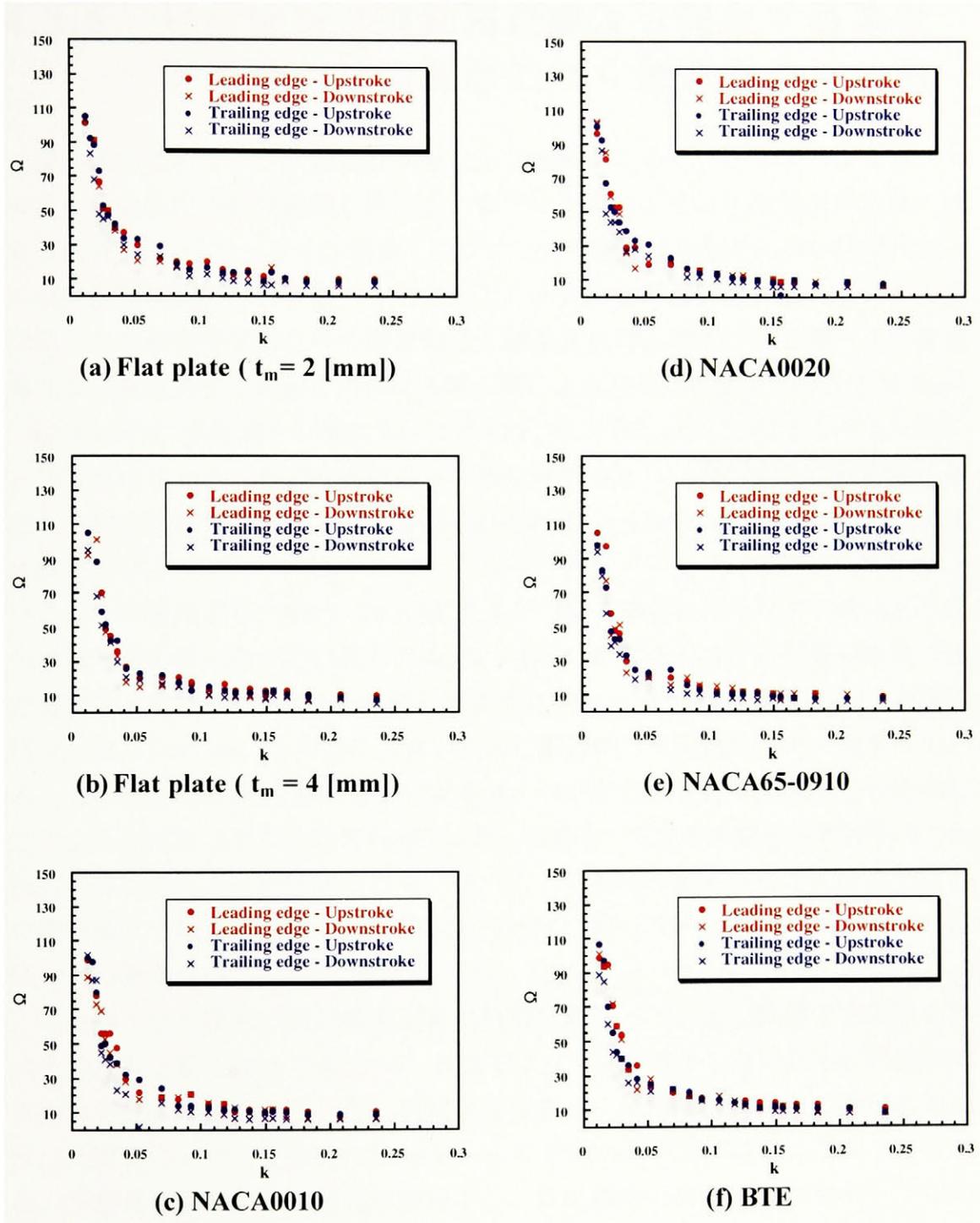


Fig. 4.3.12 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil leading edge and trailing edge, upstroke and downstroke ($Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$)

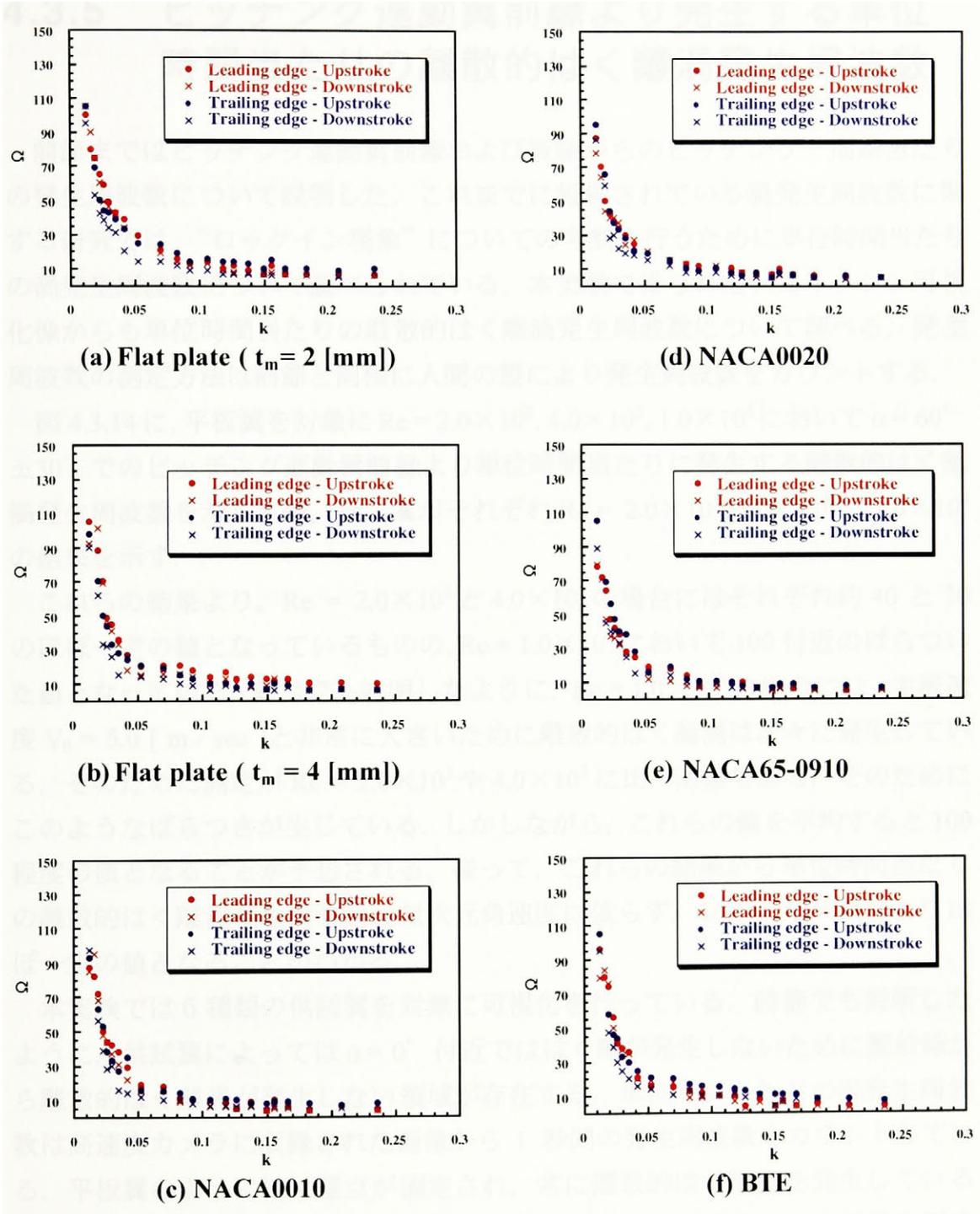


Fig. 4.3.13 Frequency of vortex shedding during one pitching cycle for a pitching airfoil leading edge and trailing edge, upstroke and downstroke ($Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 30^\circ \pm 30^\circ$)

4.3.5 ピッチング運動翼前縁より発生する単位時間当たりの離散的はく離渦発生周波数

前節まではピッチング運動翼前縁および後縁からのピッチング一周期当たりの発生周波数について説明した。これまでに報告されている渦発生周波数に関する研究では、“ロックイン現象”についての考察を行うために単位時間当たりの渦発生周波数について調べられている。本実験で得られたシュリーレン可視化像からも単位時間当たりの離散的はく離渦発生周波数について調べる。発生周波数の測定方法は前節と同様に人間の眼により発生周波数をカウントする。

図 4.3.14 に、平板翼を対象に $Re = 2.0 \times 10^3, 4.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^4$ において $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$ でのピッチング運動翼前縁より単位時間当たりに発生する離散的はく離渦発生周波数を示す。●, ■, ▲がそれぞれ $Re = 2.0 \times 10^3, 4.0 \times 10^3, 1.0 \times 10^4$ の結果を示す。

これらの結果より、 $Re = 2.0 \times 10^3$ と 4.0×10^3 の場合にはそれぞれ約 40 と 30 のほぼ一定の値となっているものの、 $Re = 1.0 \times 10^4$ において 100 付近のばらついた値となっている。前節でも説明したように、 $Re = 1.0 \times 10^4$ の場合には、主流速度 $V_0 = 5.0$ [m / sec] と非常に大きいため離散的はく離渦は次々に発生している。そのために測定が $Re = 2.0 \times 10^3$ や 4.0×10^3 に比べ困難である。そのためにこのようなばらつきが生じている。しかしながら、これらの値を平均すると 100 程度の値となることが予想される。従って、これらの結果から単位時間当たりの離散的はく離渦発生周波数は無次元角速度に依らず、レイノルズ数によりほぼ一定の値となることがわかる。

本実験では 6 種類の供試翼を対象に可視化を行っている。前節でも説明したように、供試翼によっては $\alpha = 0^\circ$ 付近でははく離が発生しないために翼前縁から離散的はく離渦が発生しない領域が存在する。単位時間当たりの渦発生周波数は高速度カメラに収録された画像から 1 秒間の発生周波数をカウントしている。平板翼のようにはく離点が固定され、常に離散的はく離渦を発生しているのであれば、どの迎え角で測定を行った場合でも単位時間当たりの渦発生周波数はほぼ同じとなる。しかしながら、 $\alpha = 0^\circ$ 付近でははく離が発生しない領域が存在する供試翼の場合では、測定（渦発生周波数のカウント）を行う領域によりその値は異なってくる。そのため、供試翼によっては、はく離が発生しない領域 ($0 < \alpha < 13$) を含む迎え角における単位時間当たりの発生周波数の評価

はできない。従って、単位時間あたりに発生する離散的はく離渦の翼形状による評価は完全はく離領域で行った。

図 4.3.15 に、 $Re = 4.0 \times 10^3$ の場合に完全はく離領域 ($\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$, $\alpha = 60^\circ \pm 10^\circ$) における 6 種類の供試翼を対象にピッチング運動翼前縁より単位時間あたりに発生する離散的はく離渦発生周波数を示す。●, ■, ▲, ◆, ▼, × がそれぞれ平板翼 ($t_m = 2, 4$ [mm]), NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTE の結果を示す。

いずれの結果からも、多少のばらつきはあるものの単位時間あたりの離散的はく離渦発生周波数は翼形状に依らず、ほぼ一定の値になっていることがわかる。すなわち、完全はく離領域においては、ピッチング一周期当たりの離散的はく離渦発生周波数と同様に翼形状の影響は極めて小さいということがわかる。

図 4.3.16 に、平板翼 ($t_m = 4$ [mm]) を対象として、 $Re = 4.0 \times 10^3$ の場合にピッチング振幅 A を変化させた場合の単位時間あたりにピッチング運動翼前縁から発生する離散的はく離渦発生周波数を示す。×, ■, ▲, ● がそれぞれ $\alpha = 30^\circ \pm 5^\circ$, $30^\circ \pm 10^\circ$, $30^\circ \pm 20^\circ$, $30^\circ \pm 30^\circ$ の結果を示す。ピッチング振幅を変化させた場合でも、単位時間あたりの発生周波数は 40 程度のほぼ一定の値となっている。

また、図 4.3.17 に、 $Re = 4.0 \times 10^3$ の場合に基本迎え角 α_m とピッチング振幅 A を変化させた場合の単位時間あたりにピッチング運動翼前縁から発生する離散的はく離渦発生周波数を示す。×, ■, ▲, ● がそれぞれ $\alpha = 5^\circ \pm 5^\circ$, $10^\circ \pm 10^\circ$, $20^\circ \pm 20^\circ$, $30^\circ \pm 30^\circ$ の結果を示す。基本迎え角の影響も極めて小さく、単位時間あたりの離散的はく離渦発生周波数はほぼ一定の値となっている。

従って、これらの結果よりピッチング運動翼前縁より単位時間あたりの離散的はく離渦発生周波数は無次元角速度、翼形状、ピッチング振幅、基本迎え角の影響も極めて小さく、レイノルズ数によりほぼ一定の値となることがわかる。

4.3.6 ピッチング運動翼後縁より発生する単位時間あたりの離散的はく離渦発生周波数

図 4.3.18 に、 $Re = 4.0 \times 10^3$ の場合に完全はく離領域 ($\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$, $\alpha = 60^\circ \pm 10^\circ$) における 6 種類の供試翼の単位時間あたりにピッチング運動翼後縁か

ら発生する離散的はく離渦発生周波数を示す。●, ■, ▲, ◆, ▼, ×がそれぞれ平板翼 ($t_m = 2, 4$ [mm]), NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTEの結果を示す。

翼前縁からの単位時間当たりの発生周波数と同様に、ピッチング運動翼後縁からの単位時間当たりの離散的はく離渦発生周波数は無次元角速度に依らず、ほぼ一定の値となっていることがわかる。従って、これらの結果より、ピッチング一周期当たりの発生周波数と同様にピッチング運動翼前縁および後縁からはほぼ同数発生し、また、完全はく離領域において、これは無次元角速度、翼形状、ピッチング振幅、基本迎え角に依らず、レイノルズ数によりほぼ同じ値となることがわかる。

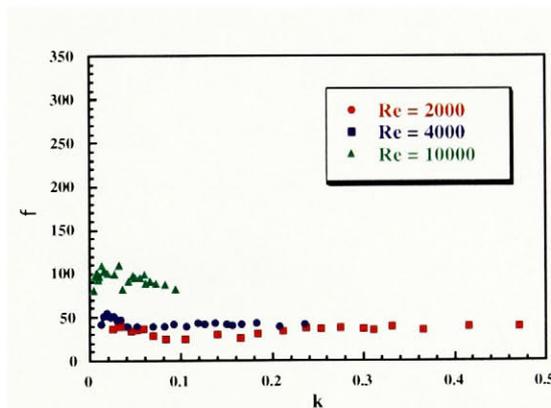


Fig. 4.3.14 Frequency of vortex shedding for a pitching flat plate leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$)

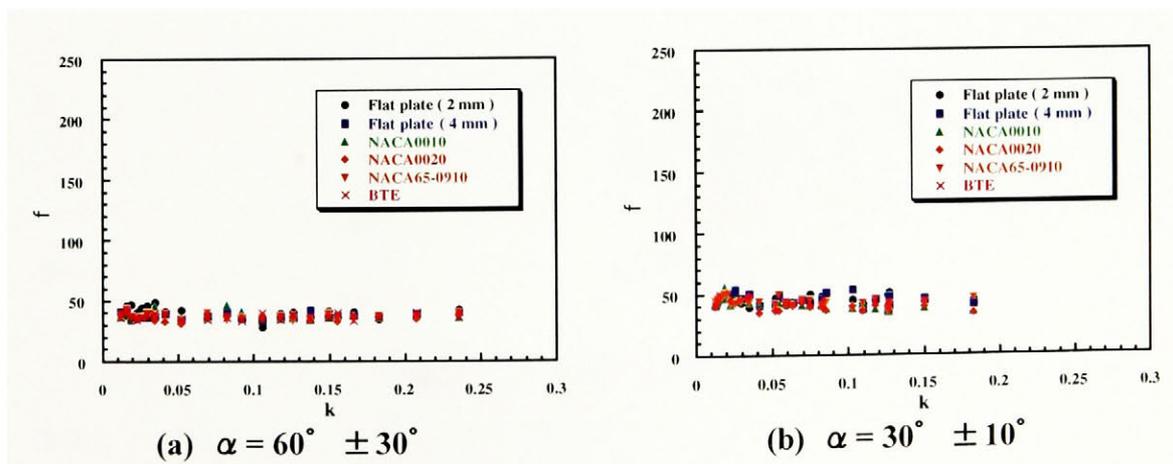


Fig. 4.3.15 Frequency of vortex shedding for a pitching airfoil leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$)

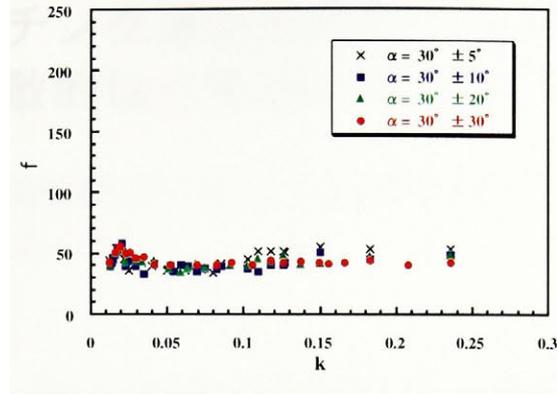


Fig. 4.3.16 Frequency of vortex shedding for a pitching flat plate leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$)

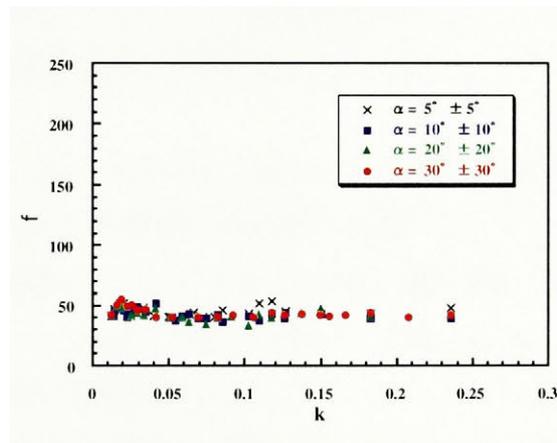


Fig. 4.3.17 Frequency of vortex shedding for a pitching flat plate leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$)

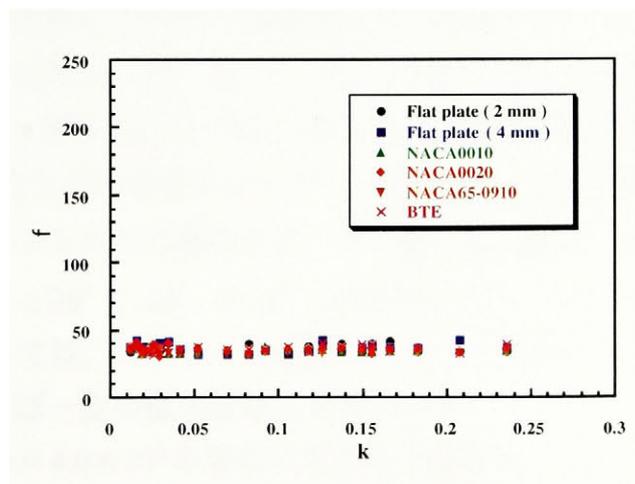


Fig. 4.3.18 Frequency of vortex shedding for a pitching airfoil trailing edge ($Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$)

4.3.7 ピッチング運動翼前縁／後縁より発生する離散的はく離渦のストロハル数

ストロハル数とは流れ場中の非定常性を表す無次元数であり、以下の式(4.3.3)により得られる。

$$St = \frac{fc}{V_0} \quad (4.3.3)$$

平板翼を対象にし、 $Re = 2.0 \times 10^3$, 4.0×10^3 , 1.0×10^4 において $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$ でのピッチング運動翼前縁より発生する離散的はく離渦のストロハル数を図4.3.19に示す。●, ■, ▲がそれぞれ $Re = 2.0 \times 10^3$, 4.0×10^3 , 1.0×10^4 の結果を示す。この結果より、ピッチング運動翼前縁より発生する離散的はく離渦のストロハル数は無次元角速度の影響はほとんどなく、ほぼ一定の値となることがわかる。

図4.3.20(a), (b)に、 $Re = 4.0 \times 10^3$ の場合に完全はく離領域 ($\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$, $\alpha = 60^\circ \pm 10^\circ$) における6種類の供試翼を対象にピッチング運動翼前縁より発生する離散的はく離渦のストロハル数を示す。●, ■, ▲, ◆, ▼, ×がそれぞれ平板翼 ($t_m = 2, 4$ [mm]), NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTEの結果を示す。完全はく離領域においては、ストロハル数は翼形状の影響も非常に小さく、また無次元角速度にも依らず、ほぼ一定の値となることがわかる。

図4.3.21に、平板翼 ($t_m = 4$ [mm]) を対象として、 $Re = 4.0 \times 10^3$ の場合に完全はく離領域 ($\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$) においてピッチング振幅 A を変化させた場合のピッチング運動翼前縁より発生する離散的はく離渦のストロハル数を示す。×, ■, ▲, ●がそれぞれ $\alpha = 30^\circ \pm 5^\circ$, $30^\circ \pm 10^\circ$, $30^\circ \pm 20^\circ$, $30^\circ \pm 30^\circ$ の結果を示す。また、図4.3.22に、 $Re = 4.0 \times 10^3$ の場合に基本迎え角 α_m とピッチング振幅 A を変化させた場合のピッチング運動を行う平板翼前縁より発生する離散的はく離渦のストロハル数を示す。×, ■, ▲, ●がそれぞれ $\alpha = 5^\circ \pm 5^\circ$, $10^\circ \pm 10^\circ$, $20^\circ \pm 20^\circ$, $30^\circ \pm 30^\circ$ の結果を示す。これらの結果より、完全はく離領域においては、ストロハル数はピッチング振幅、基本迎え角の影響も非常に小さく、ほぼ一定の値となることがわかる。

図4.3.23に、 $Re = 4.0 \times 10^3$ の場合に完全はく離領域 ($\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$) における6種類の供試翼を対象にピッチング運動翼後縁より発生する離散的はく離渦

のストロハル数を示す。●, ■, ▲, ◆, ▼, ×がそれぞれ平板翼 ($t_m = 2, 4$ [mm]), NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTE の結果を示す。ピッチング運動翼後縁より発生する離散的はく離渦のストロハル数も前縁からの場合と同様に、翼形状、無次元角速度に依らず、ほぼ一定の値となる。

これらの結果より、ピッチング運動翼前縁および後縁から発生する離散的はく離渦のストロハル数は無次元角速度、翼形状、ピッチング振幅、基本迎え角に依らず、ほぼ一定の値となることがわかる。

一般に円柱後流などのカルマン渦列のストロハル数は層流の場合には 0.20 程度、臨界レイノルズ数付近で 0.45 となし、周期性が乱れるが、乱流の場合に 0.25 程度の値となり周期性が戻ることがよく知られている。しかしながら、本研究におけるピッチング運動翼前縁および後縁より発生する離散的はく離渦のストロハル数の値は 2.0~4.0 の値であった。円柱のストロハル数に比べ大きな値となっている。これは、本研究のシュリーレン可視化法で得られた離散的はく離渦の発生周波数のストロハル数であるからである。これまでに、この離散的はく離渦は可視化されておらず、そのため、この発生周波数のストロハル数も当然報告されていない。これまで報告されている可視化からは大規模な渦を捉え、その発生周波数のストロハル数を算出している。本研究によるシュリーレン可視化法では、この大規模な渦を構成している離散的はく離渦を可視化し、その発生周波数よりストロハル数を求めている。従って、ストロハル数の値が 2.0~4.0 と大きくなるのは当然の結果である。そのため、ピッチング運動翼前縁及び後縁から発生する離散的はく離渦のストロハル数が一般的に大きいという結果より非定常性が強いという結果には至らない。

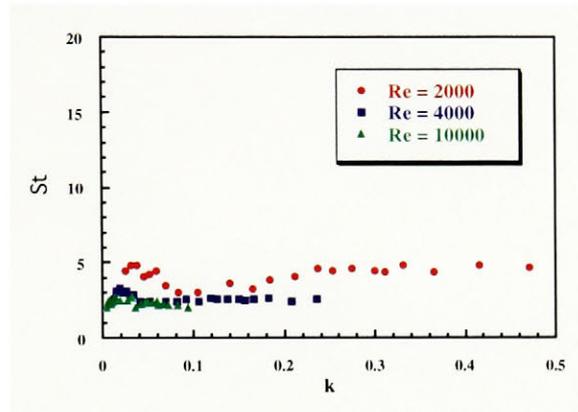


Fig. 4.3.19 Strouhal number of a pitching flat plate leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$)

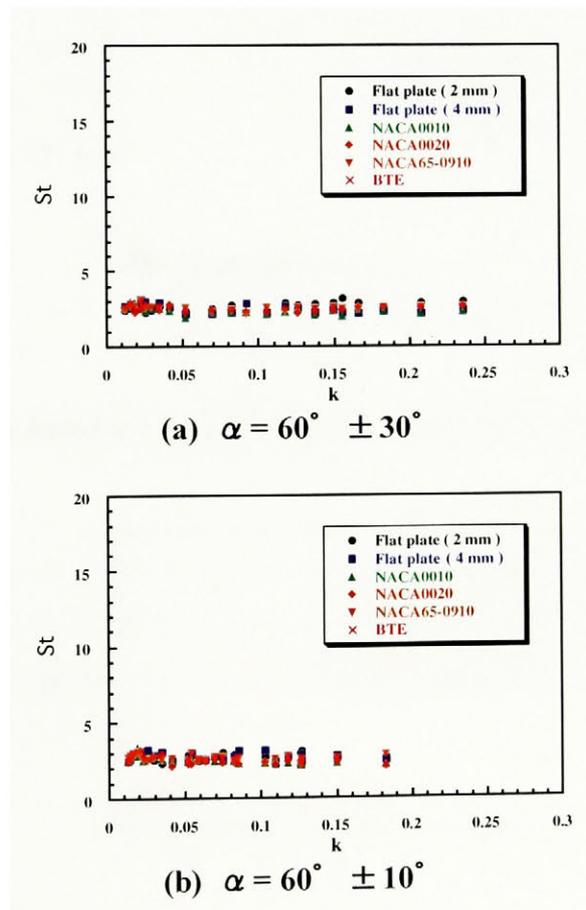


Fig. 4.3.20 Strouhal number of a pitching airfoil leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$)

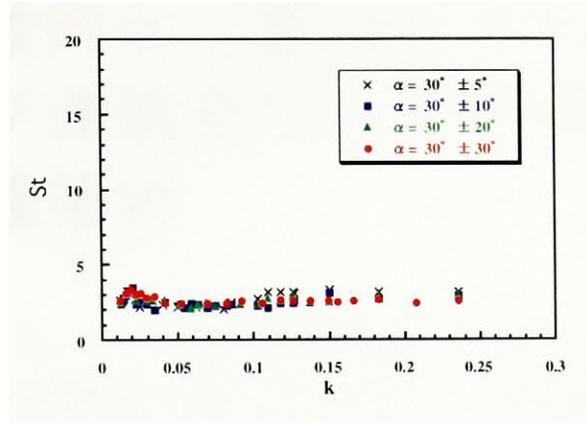


Fig. 4.3.21 Strouhal number of a pitching flat plate leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$)

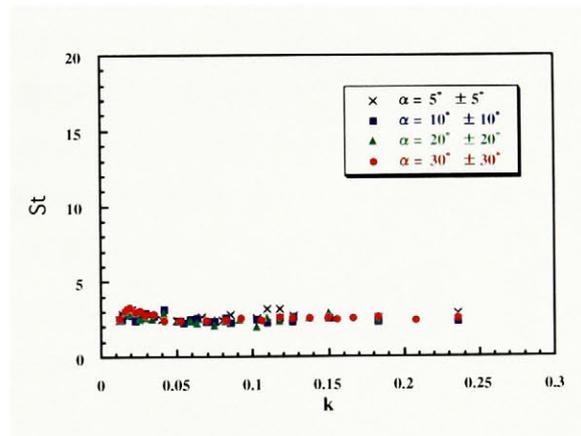


Fig. 4.3.22 Strouhal number of a pitching flat plate leading edge ($Re = 4.0 \times 10^3$)

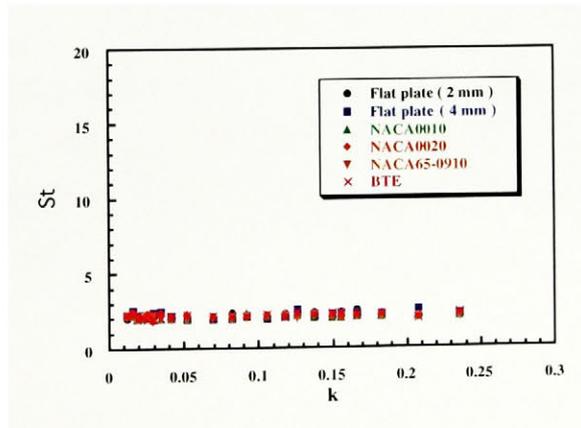


Fig. 4.3.23 Strouhal number of a pitching airfoil trailing edge ($Re = 4.0 \times 10^3$, $\alpha = 60^\circ \pm 30^\circ$)

4.4 離散的はく離渦によるピッチング運動翼まわりの非定常はく離構造

前節までの結果より、ピッチング運動翼前縁および後縁より発生する離散的はく離渦の存在および挙動について、さらにはこれらの発生周波数について調べた。本節では、これらの結果に基づき、離散的はく離渦によるピッチング運動翼まわりに発生する非定常はく離の構造について調べる。

ピッチング一周期当たりおよび単位時間当たりにピッチング運動翼前縁および後縁より発生する離散的はく離渦発生周波数はほぼ同数である。そこで、離散的はく離渦の挙動を図示すると図 4.4.1 のように説明できる。

ピッチング運動翼前縁より発生した一つめの離散的はく離渦[図 4.4.1(a)中の 1]は翼背面上を遡上する渦[図 4.4.1(a)中の a]と干渉する。この干渉により弱まり減速した渦[図 4.4.1(b)中の $(1+a)$]に、翼前縁から発生した二つめの離散的はく離渦[図 4.4.1(b)中の 2]が近づく。これらの渦は合体し、一つの離散的はく離渦[図 4.4.1(c)中の $(1+a+2)$]を形成する。このような離散的はく離渦の合体機構は図(a)→図(b)→図(c)→図(a)と次々に繰り返される。

その結果、ピッチング運動翼前縁と後縁より発生する離散的はく離渦発生周波数はほぼ同数となっている。しかしながら、ピッチング運動翼前縁より発生する合体前の離散的はく離渦の数は、ピッチング運動翼後縁から発生する数の2倍である。これより、翼背面上を遡上する渦は、ピッチング運動翼前縁および後縁より発生する離散的はく離渦発生周波数のバランスを保つための大きな役割をもっていることがわかった。

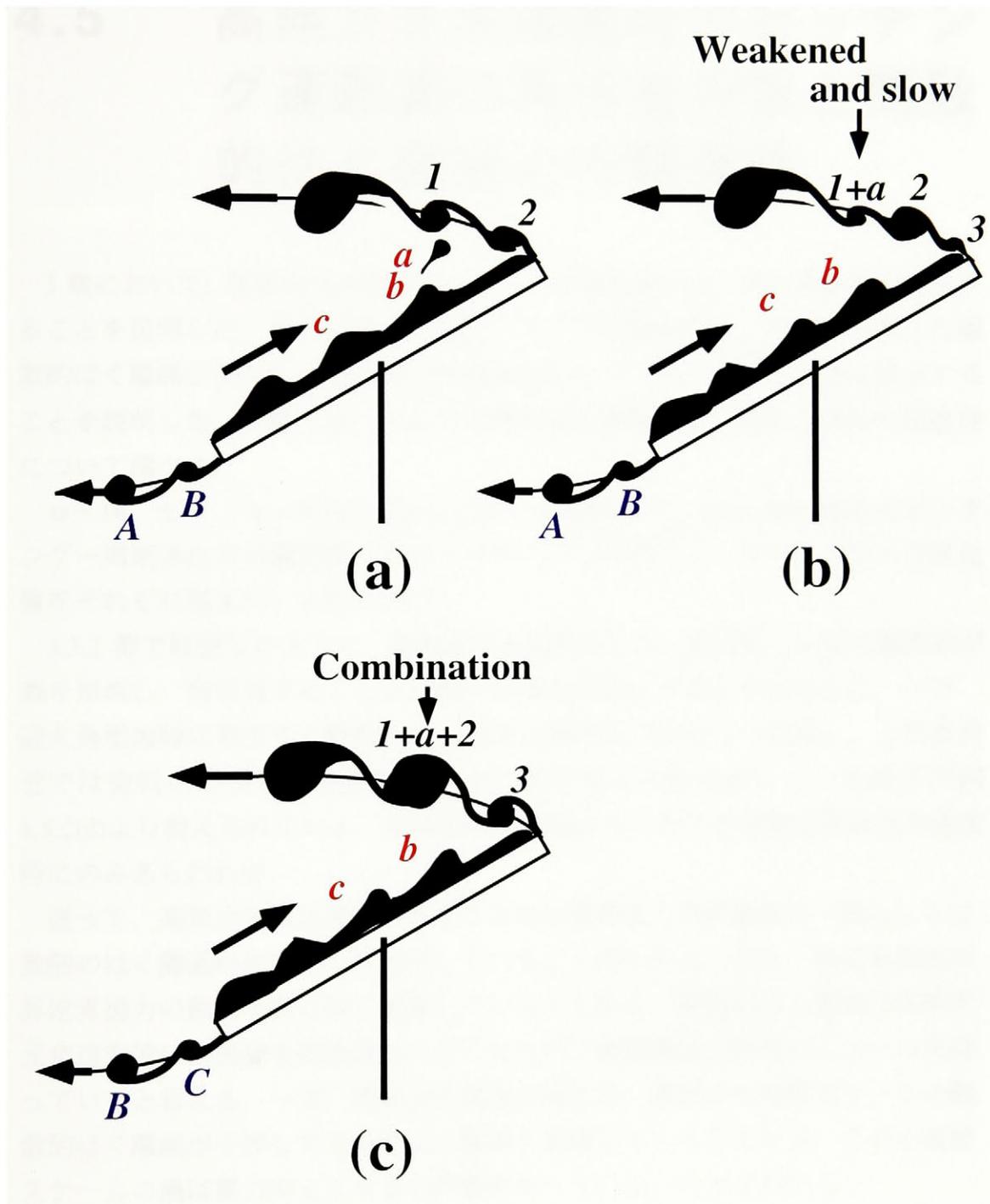


Fig. 4.4.1 Unsteady separation on discrete vortices

4.5 高無次元角速度時のピッチング運動翼の再付着現象と離散的はく離渦との関連性

3章において、高無次元角速度のピッチング運動翼には、再付着現象が発生することを説明した。また、本章ではピッチング運動翼前縁、および後縁から離散的はく離渦が発生し、高無次元角速度になるにつれ、その発生数は減少することを説明した。本節では、この再付着現象と離散的はく離渦の挙動の関連性について調べる。

$\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$ でのピッチング運動を行う NACA65-0910 のピッチング一周期当たりの翼近傍のフローパターンの染料とシュリーレン法の可視化像をそれぞれ図 4.5.1, 4.5.2 に示す。

3.3.2 節で説明したように、高無次元角速度時には、翼背面上のはく離流脈が渦を形成し、再付着することが染料の可視化実験より明らかになった。一方、迎え角増加時に発生する離散的はく離渦は翼背面に向かって成長し、上死点付近では染料の可視化実験結果と同様に翼背面上に再付着している様子が図 4.5.2(d)より捉えられている。離散的はく離渦のこのような挙動は無次元角速度時にのみあらわれる。

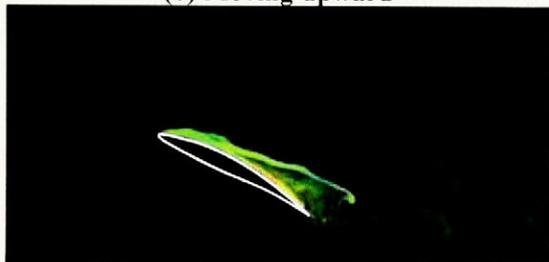
従って、高無次元角速度時に発生する再付着現象の再循環渦は一個もしくは数個のはく離渦が主要となり形成していることがわかる。また、再付着現象が非定常揚力の動的挙動に強く影響していることから、離散的はく離渦は高無次元角速度時には渦発生周波数は小さくなるが、再循環渦と同等のスケールを持っていると言える。一方、低無次元角速度時には、多数の小規模スケールの離散的はく離渦が干渉して大きなはく離渦を構成していることから、この小規模スケールの渦は揚力向上に大きな影響を持っていないことがわかる。



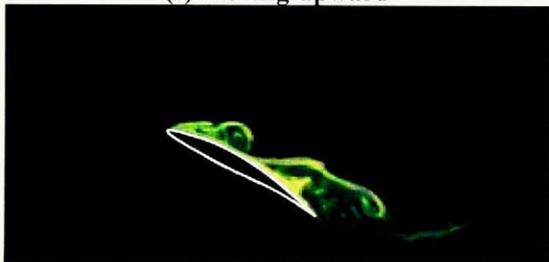
(a) Bottom dead position



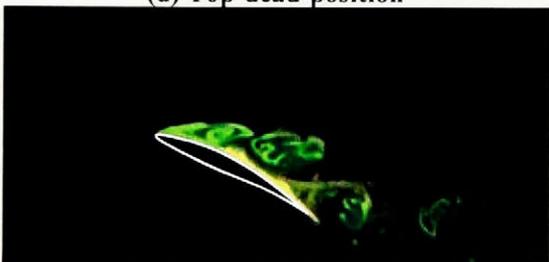
(b) Moving upward



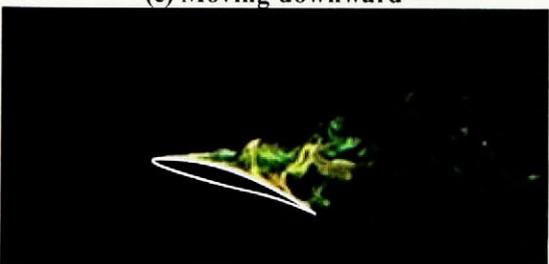
(c) Moving upward



(d) Top dead position

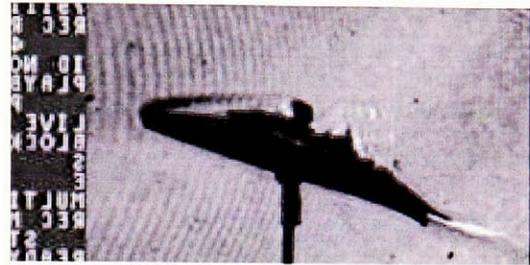


(e) Moving downward



(f) Moving downward

Fig 4.5.1 Flow patterns around a pitching airfoil(Dyes visualization)



(a) Bottom dead position



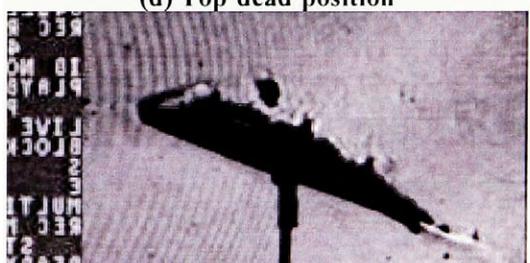
(b) Moving upward



(c) Moving upward



(d) Top dead position



(e) Moving downward



(f) Moving downward

Fig 4.5.2 Flow patterns around a pitching airfoil(Schlieren visualization)

4.6 まとめ

第4章の結果をまとめると、以下のことが明らかになった。

1. ピッチング運動翼から発生するはく離渦の挙動

1. ピッチング運動翼前縁から発生する離散的はく離渦は、翼背面上を遡上する渦と干渉することにより、二つのはく離渦が合体し、一つのはく離渦を構成する。

2. はく離渦発生周波数

2. 翼前縁／後縁より発生する離散的はく離渦のストロハル数は一定であることから、離散的はく離渦の発生周波数は無次元角速度に依存しない。
3. 翼背面上を遡上する渦は翼前縁、後縁より発生するはく離渦発生数のバランスを保つための重要な役割をもっている。

3. 再付着現象と離散的はく離渦との関連性

4. 低無次元角速度時には、多数の小規模なスケールを持つ離散的はく離渦により翼背面上に発生する大規模スケールをもつはく離渦を形成している。一方、高無次元角速度時には、離散的はく離渦一個もしくは数個が再循環渦の主要をなし再付着現象を形成している。すなわち、無次元角速度が高くなるにつれ、前縁から発生する離散的はく離渦は再循環渦と同等のスケールを持つようになる。
5. 翼前縁／後縁からの離散的はく離渦発生周波数は同数であるため、無次元角速度が高くなるにつれ再循環渦と後縁からの発生渦が干渉しやすくなる。その結果、高無次元角速度時に再循環渦が翼背面から離れると翼腹面からの渦と干渉し翼5弦長後方に渦塊を形成する。

第5章 ピッチング運動翼に 働く非定常流体力特 性

前章までに、ピッチング運動翼まわりの流れ場の構造について明らかにした。これまでのピッチング運動翼に関する研究の多くは可視化実験，また翼面上の圧力測定実験などが行われてきた。しかしながら，非定常流体力測定実験はほとんど行われていないのが現状である。実際に，ピッチング運動翼を利用することを考えた場合に最も重要となるのは流体力である。そこで，本章ではピッチング運動翼に働く非定常流体力測定を行い，その特性について調べる。

5.1 非定常流体力測定実験

5.1.1 非定常流体力測定実験装置

本実験では，回流水槽と小型六軸力覚センサを用い非定常流体力測定実験を行った。図 5.1.1 に非定常流体力測定実験装置を示す。その装置は回流水槽，供試翼，加振装置および小型六軸力覚センサにより構成されている。

供試翼は，ステッピングモータにより加振され，その両者の間に非定常流体力測定用の小型六軸力覚センサが設置されている。回転角はポテンショメータで計測する。ピッチング運動は供試翼 1/2 弦長を中心に正弦波振動で与え，迎え角 α ，ピッチング周波数 f ，およびピッチング振幅 A はプログラム上で設定する

ことが可能である。

供試翼はシュリーレン可視化実験および染料を用いたフローパターン可視化実験と同様に平板翼, NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTE の5種類を用いた. いずれも翼弦長 $c = 0.04$ [m], 翼スパン長さ $l = 0.20$ [m]である. 図 5.1.2 に5種類の供試翼を示す.

加振装置は染料による可視化実験と同じ装置を用いた (3.1.4 節).

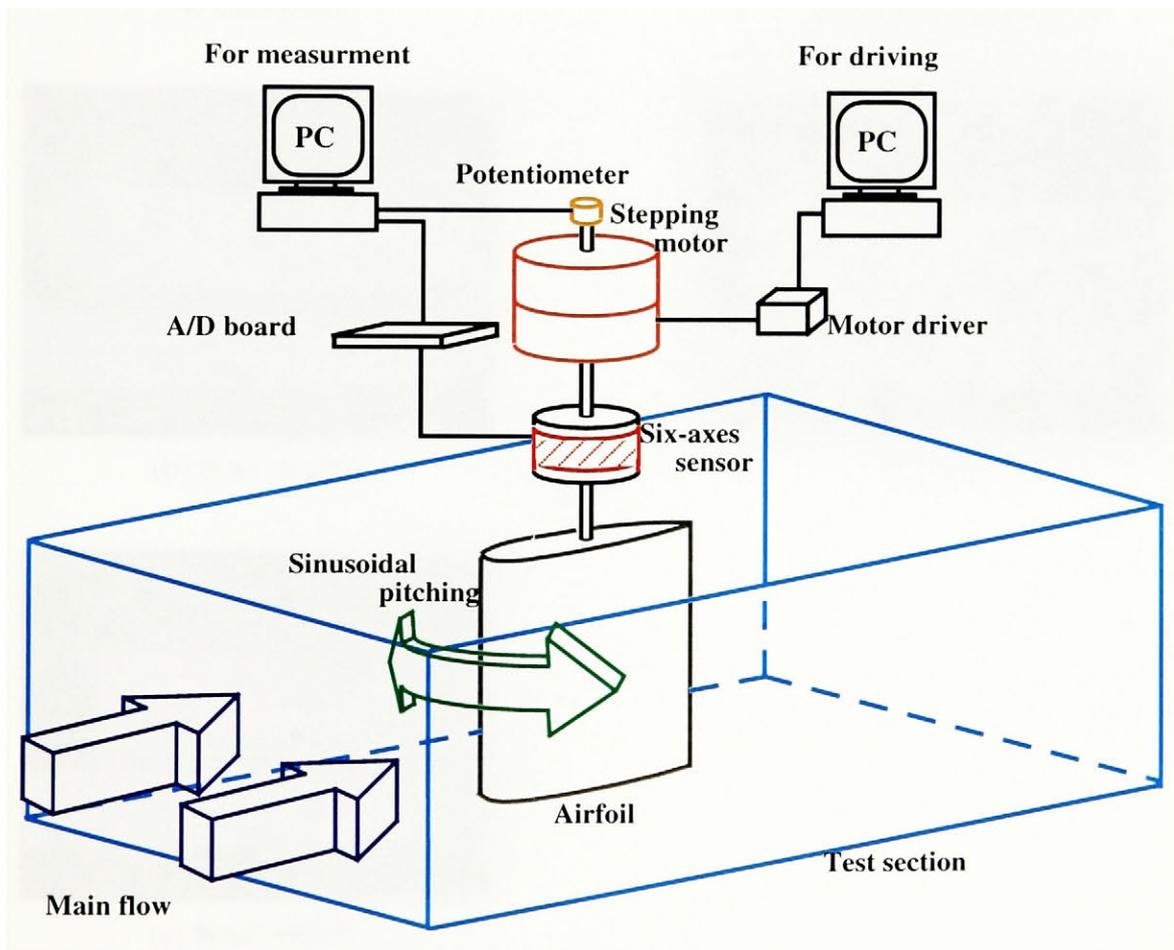
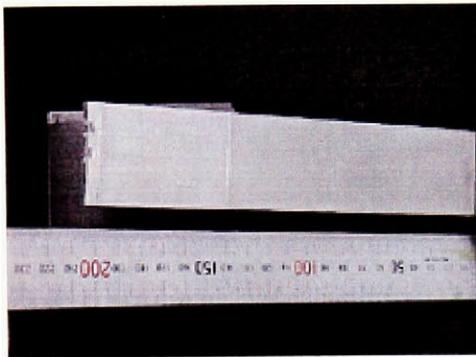
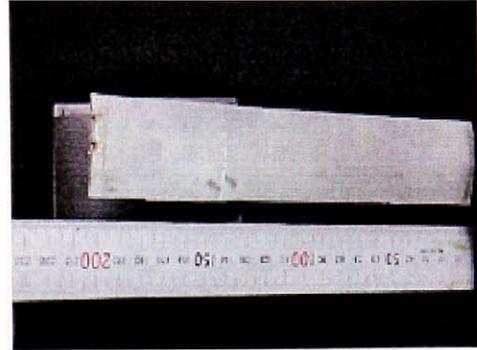


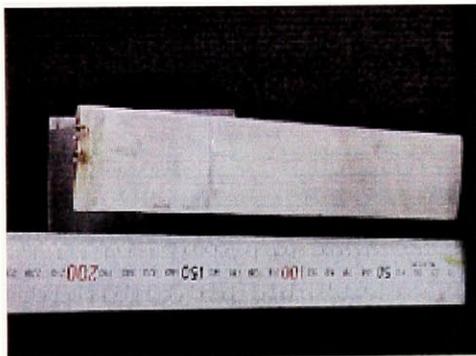
Fig. 5.1.1 Experimental apparatus for dynamic forces measurement



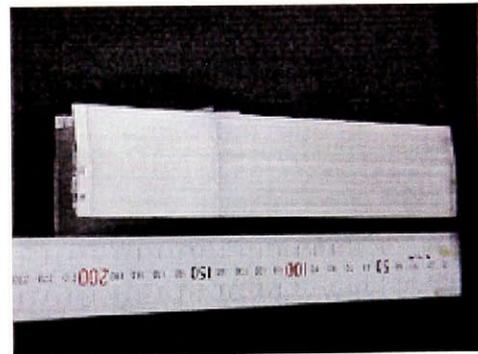
(a) Flat plate



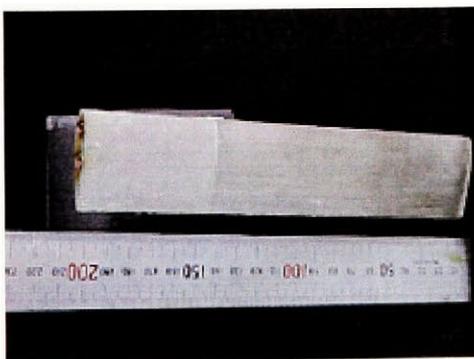
(d) NACA65-0910



(b) NACA0010



(e) BTE



(c) NACA0020

Fig. 5.1.2 Airfoil configurations for dynamic forces measurement

非定常流体力測定実験は6軸力覚センサにより翼に働く平行力・垂直力を測定し、ポテンシオメータにより得られた角度を用い揚力・抗力を求め、最終的に揚力係数・抗力係数に変換する。力の方向を図 5.1.3 に定義し、抗力・揚力の変換式を式 (5.1.1), (5.1.2) に、抗力係数・揚力係数への変換式を式 (5.1.3), (5.1.4) に示す。本実験は2次元的な実験である。通常、抗力・揚力係数は式 (5.1.3), (5.1.4) で導かれるが、2次元で考える場合には単位スパン長さ当たりの揚力係数を求める必要がある。したがって、式 (5.1.5), (5.1.6) を用い、単位スパン長さ当たりの揚力係数を求める。ここで、式 (5.1.5), (5.1.6) の分母の $c \cdot l$ を s : 翼表面積で考えることも可能である。しかしながら、迎え角により翼の射影面積は変化するために本実験では $c \cdot l$ を用いる。小型6軸力覚センサ、ポテンシオメータにより得られた1000個のデータは平均化のために5個のデータを1個のデータとし、最終的に滑らかな200個のデータとする。

$$L = f_x \sin \alpha + f_y \cos \alpha \quad (5.1.1)$$

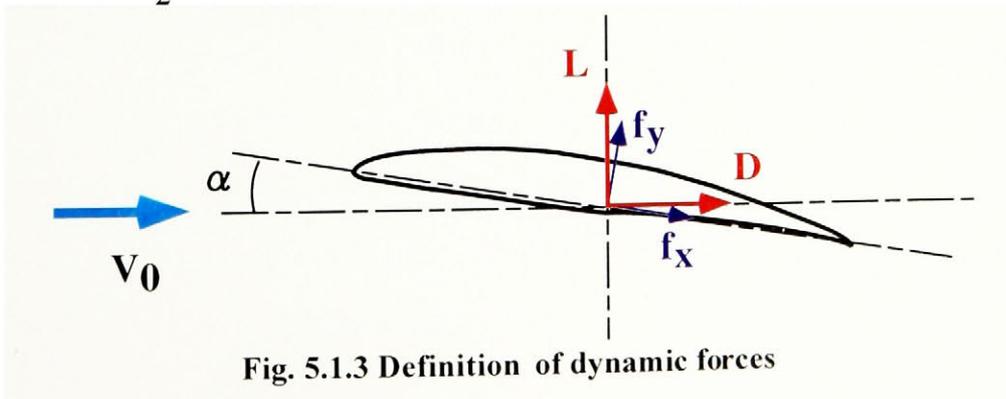
$$D = f_x \cos \alpha - f_y \sin \alpha \quad (5.1.2)$$

$$CL = \frac{L}{\frac{1}{2} \rho v^2 c l} \quad (5.1.3)$$

$$CD = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho v^2 c l} \quad (5.1.4)$$

$$C_L = \frac{\frac{L}{s}}{\frac{1}{2} \rho v^2 c l} \quad (5.1.5)$$

$$C_D = \frac{\frac{D}{s}}{\frac{1}{2} \rho v^2 c l} \quad (5.1.6)$$



5.1.2 小型六軸力覚センサ

小型六軸力覚センサは、ビー・エル・オートテック社製 MINI 2/10 であり、3方向(x, y, z)の力・モーメントの検出が可能である。6成分の力・モーメントを求めるために A/D ボードで変換器に貼られたひずみゲージ信号を取り込み、パソコン上でマトリックス演算を行う必要がある。表 5.1.1 に基本使用を示す。

Table 5.1.1 The Performance of six - axes sensor

モデル		MINI 2 / 10
定格荷重	力 Fx, Fy (kgf)	2
	Fz(kgf)	4
	モーメント Tx, Ty, Tz(kgf-cm)	10
分解能	Fx, Fy (gf)	2
	Fz(gf)	6
	Tx, Ty, Tz(gf-cm)	5
外径寸法 (mm)		Φ 40×20
重量 (g)		約 90
ケーブル長さ (cm)		1800

5.1.3 非定常流体力測定実験パラメータ

回流水槽および小型六軸力覚センサを用いた非定常流体力測定実験では、ピッチング振幅 $A = \pm 6^\circ$ と固定し、4種の基本迎え角、3種の無次元角速度における非定常流体力測定を行う。

基本迎え角は、平板翼以外の供試翼においては、静止状態時にはく離が発生しない $\alpha_m = 6^\circ$ 、はく離発生直後の $\alpha_m = 12^\circ, 16^\circ$ 、全ての供試翼において翼前縁から完全にはく離している $\alpha_m = 24^\circ$ である。また、無次元角速度はピッチング周波数を $f = 0.05, 0.5, 3.0$ と変化させることにより、 $k = 0.006, 0.063, 0.377$ となる。

翼弦基準レイノルズ数は $Re = 4.0 \times 10^4$ で行う。本実験パラメータを表 5.1.2 に示す。

Table 5.1.2 Parameters for dynamic forces measurement

Airfoil	Flat Plate NACA0010 NACA0020 NACA65-0910 BTE
Re (= $\nu c/V_0$)	4.0×10^4
k (= $2\pi f_p c/2V_0$)	0.006 ($f_p = 0.05$ [Hz]) 0.063 ($f_p = 0.5$ [Hz]) 0.377 ($f_p = 3.0$ [Hz])
α_m [°]	6, 12, 16, 24
A [°]	± 6
The center of pitching motion	1/2

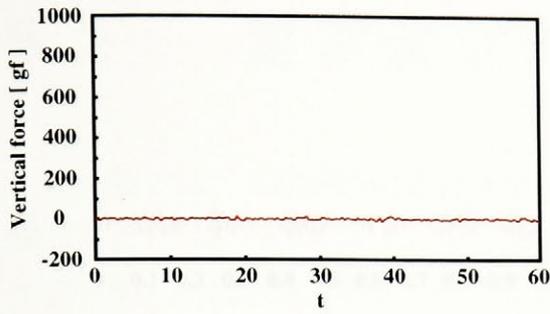
5.1.4 慣性力の影響

本実験では、静止翼、またピッチング運動翼に働く流体力を小型六軸力覚センサにより測定している。ピッチング運動を行う翼に働く流体力を測定する場合、小型六軸力覚センサにより得られた出力をそのまま無次元化し、揚力係数、および抗力係数を求めている。しかしながら、本実験装置では、小型六軸力覚センサが加振装置に直接接続されているために、小型六軸力覚センサにより得られた出力値にピッチング運動翼の慣性力、また、機械的振動の成分が含まれていることが考えられる。この慣性力、および機械的振動の成分が大きければ、小型六軸力覚センサにより得られた出力値から差し引かなければならない。そこで、本節では、流体力測定実験の前に慣性力について調べた。具体的には、静止空気中、静止流体中、および $V_0 = 1.0$ [m/sec] のピッチング運動翼に働く非定常流体力測定を行い、それらを比較し、調べた。また、この時の流体力とは、ピッチング運動翼に対して平行な力（平行力）と垂直な力（垂直力）である。

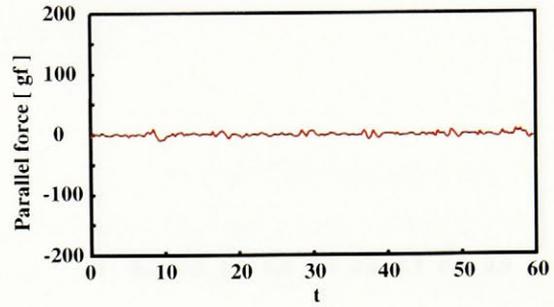
迎え角を $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $f_p = 0.5$ [Hz] と固定し、正弦波波形でピッチング運動を行った場合に翼に働く平行力と垂直力をそれぞれ図 5.1.4, 5.1.5 に示す。図 (a), (b), (c) にそれぞれ静止空気中、静止流体中、および $V_0 = 1.0$ [m/sec] 時の結果をそれぞれ赤、緑、青で示す。静止空気中、静止流体中共に、垂直力はほぼ 0 である。 $V_0 = 1.0$ [m/sec] 時には 400 [gf] となるために慣性力は非常に小さいことがわかる。また、平行力も静止空気中、静止流体中共にほぼ 0 となっている。平行力自体が小さいものの、慣性力はほとんど得られていないことがわかる。

$f_p = 3.0$ [Hz] と固定し、正弦波波形でピッチング運動を行った場合に翼に働く平行力と垂直力をそれぞれ図 5.1.6, 5.1.7 に示す。 $f_p = 3.0$ [Hz] の場合も静止空気中、静止流体中共にほぼ 0 となり、 $V_0 = 1.0$ [m/sec] 時に働く垂直力に比べると非常に小さい。平行力も静止流体中の波形が空気中に比べると多少変動しているものの、乱れが大きく平均値をとるとほぼ 0 となることから、慣性力の影響は小さいと言える。

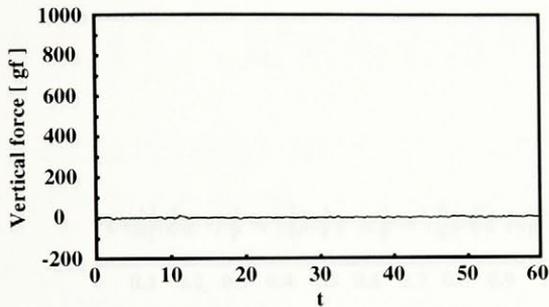
これらの結果を非定常揚力に変換した結果、慣性力の影響は最大で 7% と非常に小さく無視することが可能であると判断した。そのため、本実験では、小型六軸力覚センサにより得られた出力値から慣性力を差し引くことなく、直接無次元化し、揚力係数、および抗力係数を求めている。



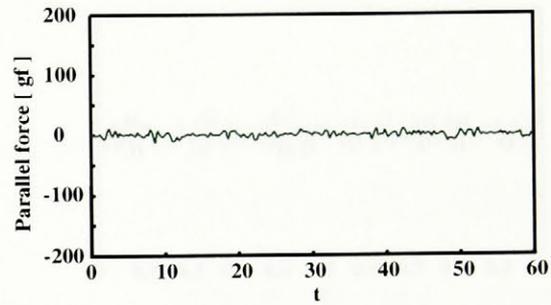
(a) In the air ($V_0 = 0.0$ [m/sec])



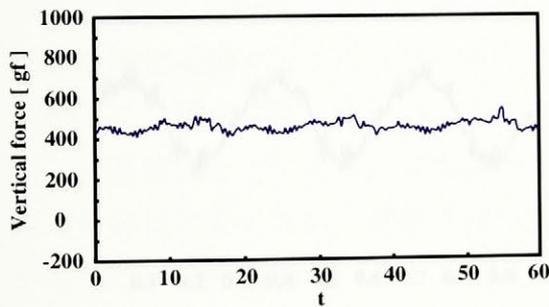
(a) In the air ($V_0 = 0.0$ [m/sec])



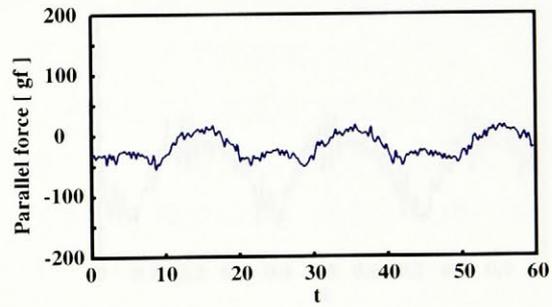
(b) In the water ($V_0 = 0.0$ [m/sec])



(b) In the water ($V_0 = 0.0$ [m/sec])



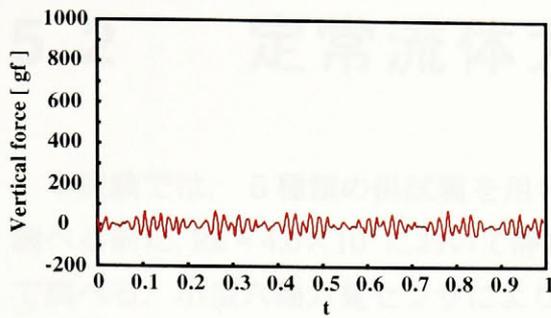
(c) In the water ($V_0 = 1.0$ [m/sec])



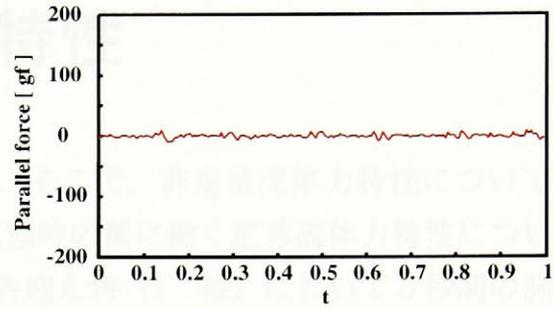
(c) In the water ($V_0 = 1.0$ [m/sec])

Fig. 5.1.4 Vertical forces acting on the pitching airfoil under the three cases ($\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $f = 0.5$ [Hz])

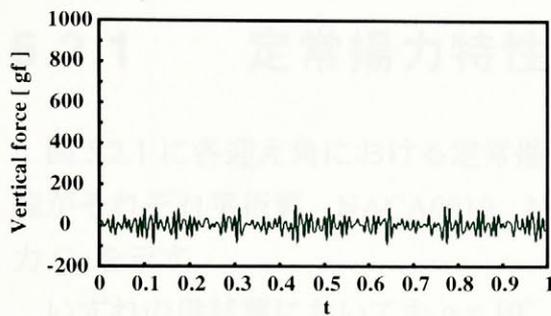
Fig. 5.1.5 Parallel forces acting on the pitching airfoil under the three cases ($\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $f = 0.5$ [Hz])



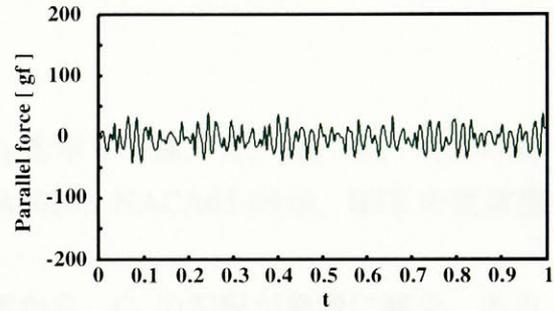
(a) In the air ($V_0 = 0.0$ [m/sec])



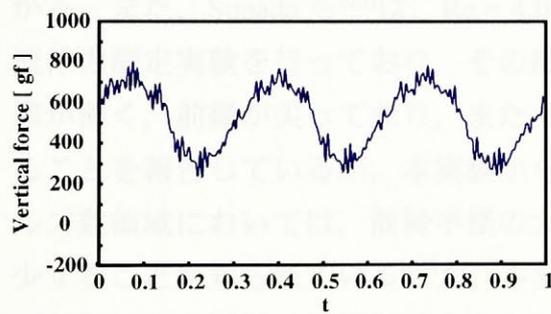
(a) In the air ($V_0 = 0.0$ [m/sec])



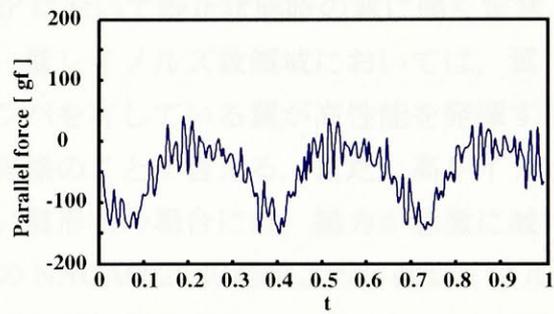
(b) In the water ($V_0 = 0.0$ [m/sec])



(b) In the water ($V_0 = 0.0$ [m/sec])



(c) In the water ($V_0 = 1.0$ [m/sec])



(c) In the water ($V_0 = 1.0$ [m/sec])

Fig. 5.1.6 Vertical forces acting on the pitching airfoil under the three cases ($\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $f = 3.0$ [Hz])

Fig. 5.1.7 Parallel forces acting on the pitching airfoil under the three cases ($\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $f = 3.0$ [Hz])

5.2 定常流体力特性

本実験では、5種類の供試翼を用いた。そこで、非定常流体力特性について調べる前に、 $Re = 4.0 \times 10^4$ において静止状態時の翼に働く定常流体力特性について調べる。小型六軸力覚センサにより、各迎え角 (1° 毎)において5秒間の測定を行い、その各時間平均値を求めた。

5.2.1 定常揚力特性

図 5.2.1 に各迎え角における定常揚力 C_L を示す。黒、青、緑、赤、茶色の実線がそれぞれ平板翼、NACA0010、NACA0020、NACA65-0910、BTE の定常揚力 C_L を示す。

いずれの供試翼においても $\alpha = 10^\circ$ 付近から、 C_L の勾配が急激に減少、あるいは一定になることから、 $\alpha = 10^\circ$ 付近より翼にはく離が発生していることがわかる。また、Sunada ら⁽³⁵⁾は、 $Re = 4.0 \times 10^3$ において静止状態時の翼に働く定常流体力測定実験を行っており、その結果、低レイノルズ数領域においては、翼厚が薄く、前縁が尖っており、またキャンバを有している翼が高性能を発揮することを報告しているが、本実験からも同様のことが言える。また、高レイノルズ数領域においては、前縁半径の大きい翼形状の場合には、揚力が急激に減少することが知られている⁽⁶³⁾が、本実験のNACA0020の結果より、低レイノルズ数領域でも同様の結果が言えるということがわかる。

5.2.2 定常抗力特性

図 5.2.2 に各迎え角における定常抗力 C_D を示す。黒、青、緑、赤、茶色の実線がそれぞれ平板翼、NACA0010、NACA0020、NACA65-0910、BTE の定常抗力 C_D を示す。

C_D も C_L と同様に $\alpha = 10^\circ$ 付近から勾配が増大することから、 $\alpha = 10^\circ$ 付近においてはく離が発生していることがわかる。特にNACA0010、NACA0020の場合は急激に増大している。一方、平板翼、NACA65-0910、BTE の場合には迎え角に対し、次第に増加している。

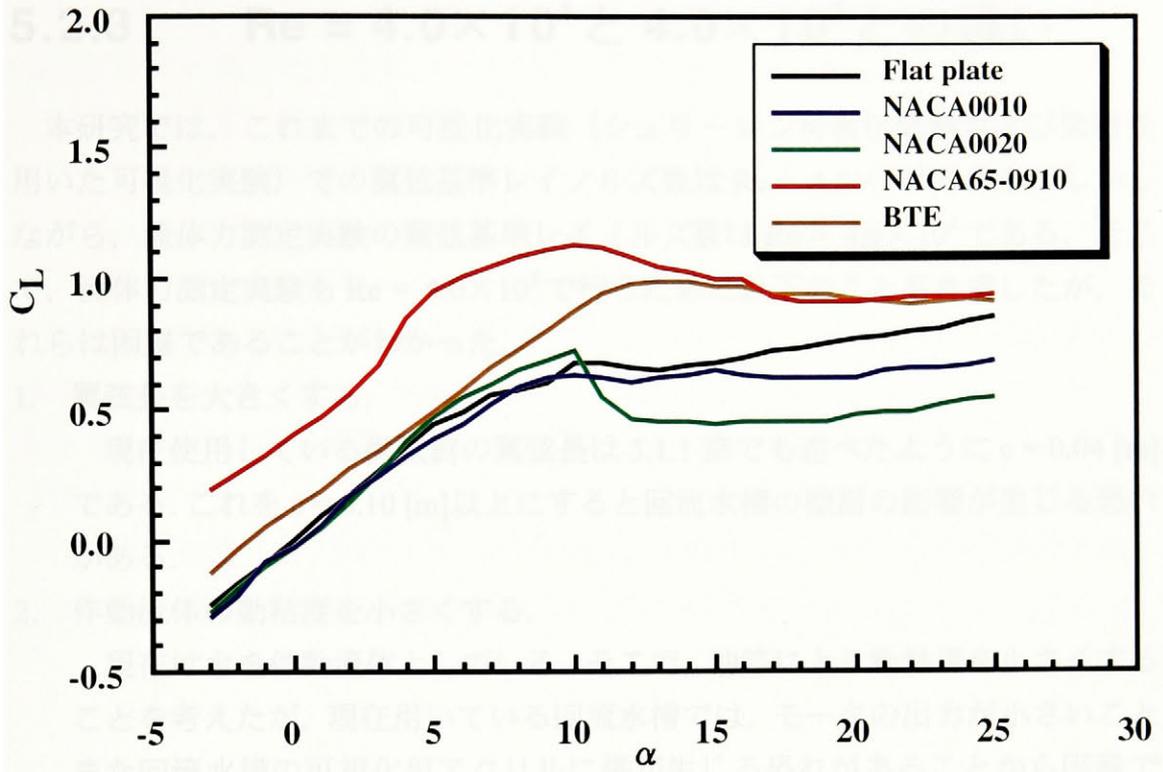


Fig. 5.2.1 Lift coefficient under the stationary condition ($Re\ 4.0 \times 10^4$)

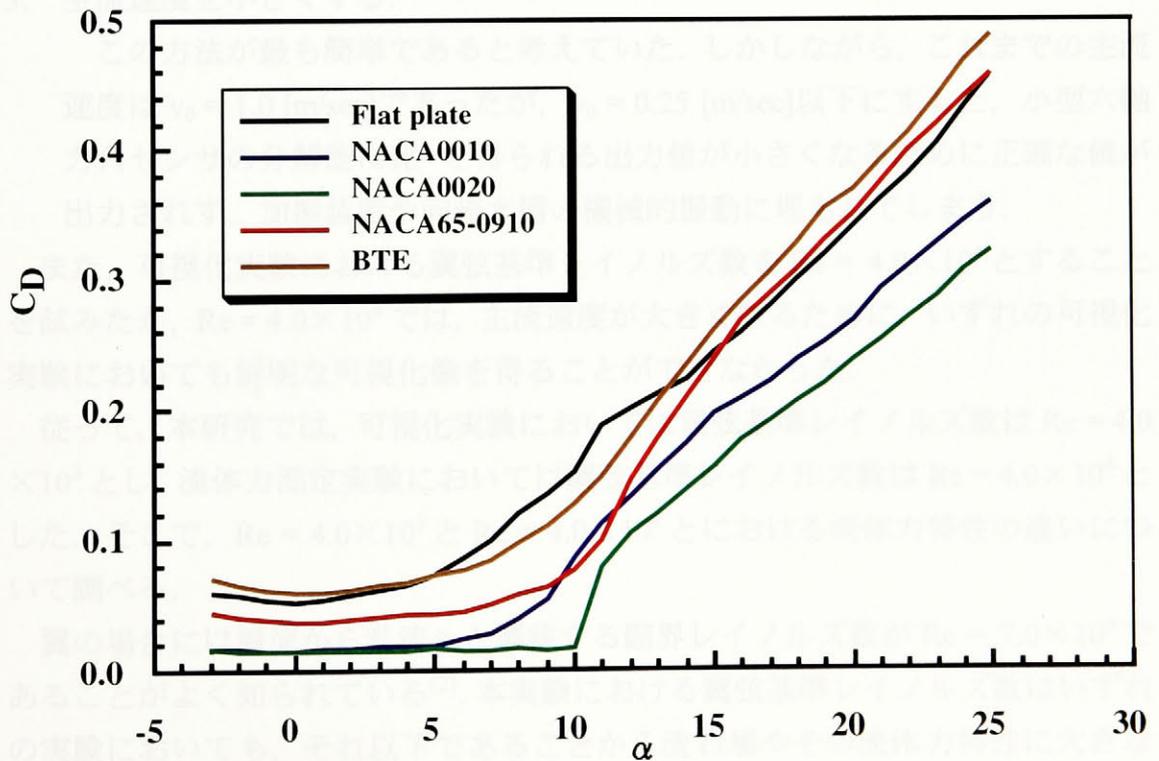


Fig. 5.2.2 Drag coefficient under the stationary condition ($Re = 4.0 \times 10^4$)

5.2.3 $Re = 4.0 \times 10^4$ と 4.0×10^3 との違い

本研究では、これまでの可視化実験（シュリーレン可視化実験および染料を用いた可視化実験）での翼弦基準レイノルズ数は $Re = 4.0 \times 10^3$ である。しかしながら、流体力測定実験の翼弦基準レイノルズ数は $Re = 4.0 \times 10^4$ である。そこで、流体力測定実験も $Re = 4.0 \times 10^3$ で行うために以下のことを考慮したが、それらは困難であることがわかった。

1. 翼弦長を大きくする。

現在使用している供試翼の翼弦長は 5.1.1 節でも述べたように $c = 0.04$ [m] である。これを $c = 0.10$ [m] 以上にとると回流水槽の壁面の影響が生じる恐れがある。

2. 作動流体の動粘度を小さくする。

現在は水を作動流体としている。そこで、油等により動粘度を小さくすることを考えたが、現在用いている回流水槽では、モータの出力が小さいこと、また回流水槽の可視化用アクリルに傷が生じる恐れがあることから困難である。

3. 主流速度を小さくする。

この方法が最も簡単であると考えていた。しかしながら、これまでの主流速度は $v_0 = 1.0$ [m/sec] であったが、 $v_0 = 0.25$ [m/sec] 以下にすると、小型六軸力角センサの分解能に比べ、得られる出力値が小さくなるために正確な値が出力されず、加振装置や回流水槽の機械的振動に埋もれてしまう。

また、可視化実験における翼弦基準レイノルズ数を $Re = 4.0 \times 10^4$ とすることを試みたが、 $Re = 4.0 \times 10^4$ では、主流速度が大きくなるために、いずれの可視化実験においても鮮明な可視化像を得ることができなかった。

従って、本研究では、可視化実験においては翼弦基準レイノルズ数は $Re = 4.0 \times 10^3$ とし、流体力測定実験においては翼弦基準レイノルズ数は $Re = 4.0 \times 10^4$ とした。そこで、 $Re = 4.0 \times 10^3$ と $Re = 4.0 \times 10^4$ とにおける流体力特性の違いについて調べる。

翼の場合には層流から乱流へと遷移する臨界レイノルズ数が $Re = 7.0 \times 10^4$ であることがよく知られている⁽²⁾。本実験における翼弦基準レイノルズ数はいずれの実験においても、それ以下であることから流れ場やその流体力特性に大きな違いはないと考える。

また、図 5.2.3, 5.2.4 に本実験における $Re = 4.0 \times 10^4$ の定常揚力・抗力係数と Sunada ら⁽³⁵⁾の報告による $Re = 4.0 \times 10^3$ の定常揚力・抗力係数の比較をそれぞれ図(a), (b)に示す。赤い実線が $Re = 4.0 \times 10^4$ の本実験結果、青い実線が Sunada らによる $Re = 4.0 \times 10^3$ の実験結果である。また、●が Flat plate (本実験では翼厚 5%, Sunada らは 2.5%) であり、×が NACA0010 の結果である。また、Sunada らの実験は水槽およびロードセルを用いている。

図 5.2.3 より、定性的にもよく一致している。一方、図 5.2.4 の抗力係数の場合は、 $\alpha < 10 [^\circ]$ でよく一致していることがわかるが、それ以上の迎え角になると Sunada らの実験結果のばらつきが大きくなるためにあまり一致しているとは言えない。

これらの結果より、 $Re = 4.0 \times 10^4$ と 4.0×10^3 の間では、特に大きな違いがないことから、流体力特性にあまり差はないということが言える。

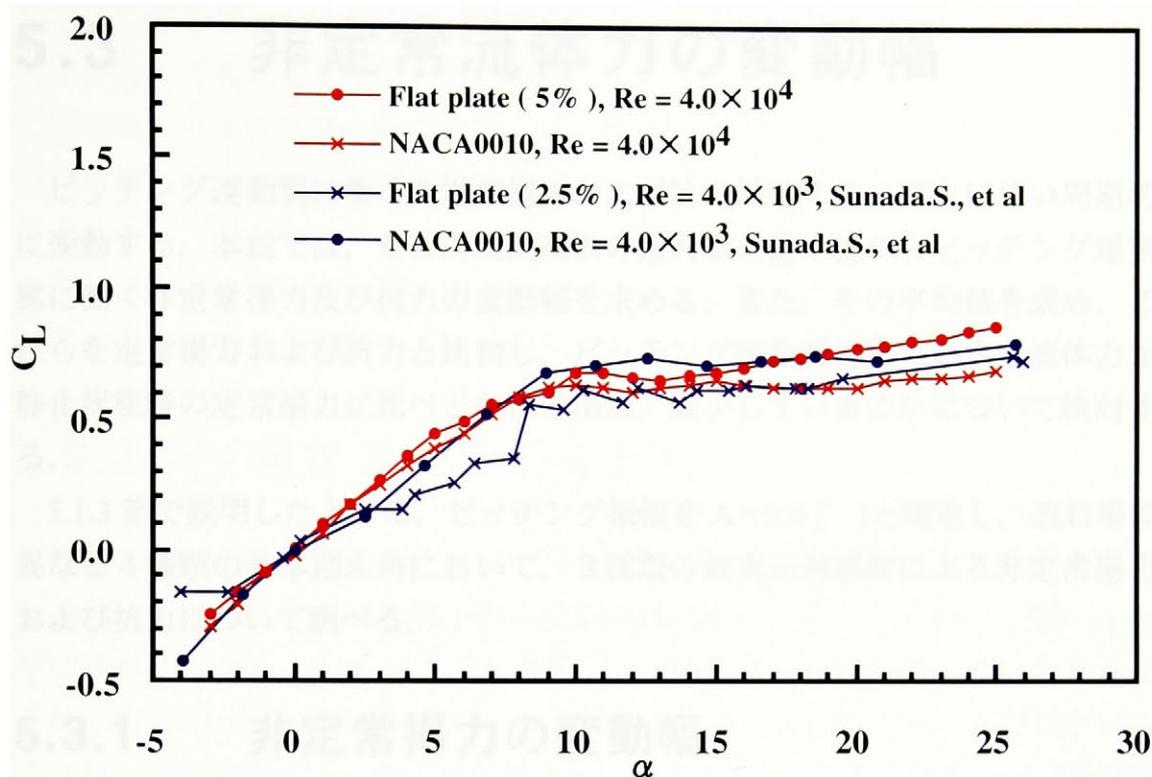


Fig. 5.2.3 Comparison of stationary lift between $Re = 4.0 \times 10^4$ and 4.0×10^3

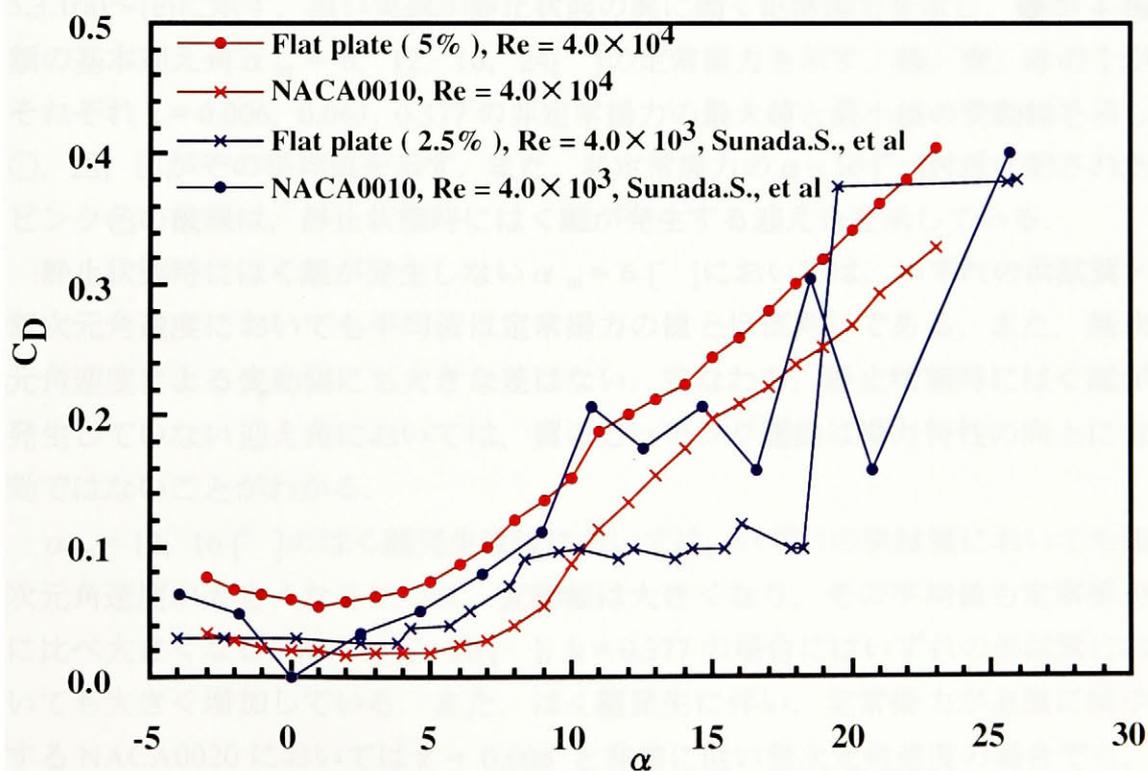


Fig. 5.2.4 Comparison of stationary drag between $Re = 4.0 \times 10^4$ and 4.0×10^3

5.3 非定常流体力の変動幅

ピッチング運動翼に働く非定常揚力および抗力は迎え角の変化に伴い周期的に変動する。本説では、その周期的変動の最大値と最小値からピッチング運動翼に働く非定常揚力及び抗力の変動幅を求める。また、その平均値を求め、これらを定常揚力および抗力と比較し、ピッチング運動翼に働く非定常流体力が静止状態時の定常揚力に比べどれほど増加／減少しているのかについて検討する。

5.1.3 節で説明したように、ピッチング振幅を $A = \pm 6 [^\circ]$ と固定し、流れ場の異なる4種類の基本迎え角において、3種類の無次元角速度による非定常揚力および抗力について調べる。

5.3.1 非定常揚力の変動幅

5種類の供試翼を対象にピッチング運動翼に働く非定常揚力 C_L の変動幅を図5.3.1(a)～(e)に示す。黒い実線が静止状態の翼に働く定常揚力を示し、●が4種類の基本迎え角 $\alpha_m = 6, 12, 16, 24 [^\circ]$ の定常揚力を示す。緑、青、赤のIがそれぞれ $k = 0.006, 0.063, 0.377$ の非定常揚力の最大値と最小値の変動幅を示し、○, △, □がその平均値を示す。また、非定常揚力の $\alpha = 10 [^\circ]$ 付近に記されたピンク色の破線は、静止状態時にはく離が発生する迎え角を示している。

静止状態時にはく離が発生しない $\alpha_m = 6 [^\circ]$ においては、いずれの供試翼・無次元角速度においても平均値は定常揚力の値とほぼ同じである。また、無次元角速度による変動幅にも大きな差はない。すなわち、静止状態時にはく離が発生していない迎え角においては、翼のピッチング運動は揚力特性の向上に有効ではないことがわかる。

$\alpha_m = 12, 16 [^\circ]$ のはく離発生直後においては、いずれの供試翼においても無次元角速度が大きくなるにつれ、変動幅は大きくなり、その平均値も定常揚力に比べ大きくなる。特に $\alpha_m = 16 [^\circ]$, $k = 0.377$ の場合にはいずれの供試翼においても大きく増加している。また、はく離発生に伴い、定常揚力が急激に減少するNACA0020においては $k = 0.006$ と非常に低い無次元角速度の場合でも、その平均値は定常揚力よりも増加している。これらのことより、はく離発生直

後では、翼のピッチング運動は定常揚力よりも高揚力が得られることから揚力特性の向上に有効であることがわかる。

翼前縁から完全にはく離が発生している $\alpha_m = 24 [^\circ]$ の場合においても、高無次元角速度の場合には非定常揚力の平均値は定常揚力に比べ大きく増加している。

従って、ピッチング運動による翼に働く揚力の向上は、静止状態時にはく離が発生する迎え角の場合に有効である。

5.3.2 非定常抗力の変動幅

5種類の供試翼を対象にピッチング運動翼に働く非定常抗力 C_D の変動幅を図5.3.2(a)~(e)に示す。黒い実線が静止状態の翼に働く定常抗力を示し、●が4種類の基本迎え角 $\alpha_m = 6, 12, 16, 24 [^\circ]$ の定常抗力を示す。緑、青、赤のIがそれぞれ $k = 0.006, 0.063, 0.377$ の非定常抗力の最大値と最小値の変動幅を示し、○, △, □がそれぞれ、その平均値を示す。また、5.3.1節と同様にはく離発生時の迎え角にピンク色の破線が記してある。

静止状態時にはく離が発生しない $\alpha_m = 6 [^\circ]$ の場合には、いずれの供試翼においても $k = 0.006, 0.063$ では、変動幅は小さく、またその平均値も定常抗力と同じ、もしくはそれより若干大きくなっている。しかしながら、 $k = 0.377$ においては、その平均値は定常抗力とほぼ同じであるものの、変動幅は非常に大きくなり、最小値は負の値となる。 $k = 0.377$ の場合にはピッチング周波数 $f = 3.0$ [Hz]と非常に高周波数であるために、低迎え角においては瞬間的に推進力を発生していることがわかる。

静止状態時にはく離が発生する基本迎え角 $\alpha_m = 12, 16, 24 [^\circ]$ においては揚力特性にピッチング運動翼の有効性が見受けられたが、非定常抗力は NACA 0020 以外の供試翼では、その有効性が見受けられない。無次元角速度が増加するにつれ、変動幅も増加し、その平均値も定常抗力に比べ増加する傾向にある。特に翼前縁から完全にはく離している $\alpha_m = 24 [^\circ]$ においてはいずれの供試翼においてもその平均値は定常揚力に比べ大きく増加している。

NACA0020 の場合には、 $\alpha_m = 12, 16 [^\circ]$ の $k = 0.377$ において平均値が定常抗力に比べ減少している。NACA0020 は翼厚が非常に厚いために静止状態時には、はく離発生に伴い翼後方に大規模な後流が形成されるため、定常抗力は急

激に増加する。しかしながら、 $k = 0.377$ と高無次元角速度のピッチング運動により、3.3.2.2 節で見受けられるように、迎え角増加時に流れは翼背面前半部に沿った流れとなり、定常状態に比べ後流の幅が小さくなる。そのために、非定常抗力は定常抗力に比べ小さくなっている。

これらのことより、翼のピッチング運動により抗力特性の有効性は静止状態時におけるはく離発生直後の NACA0020 にのみに現れる。それ以外の供試翼においては、非定常抗力が増加する傾向にある。

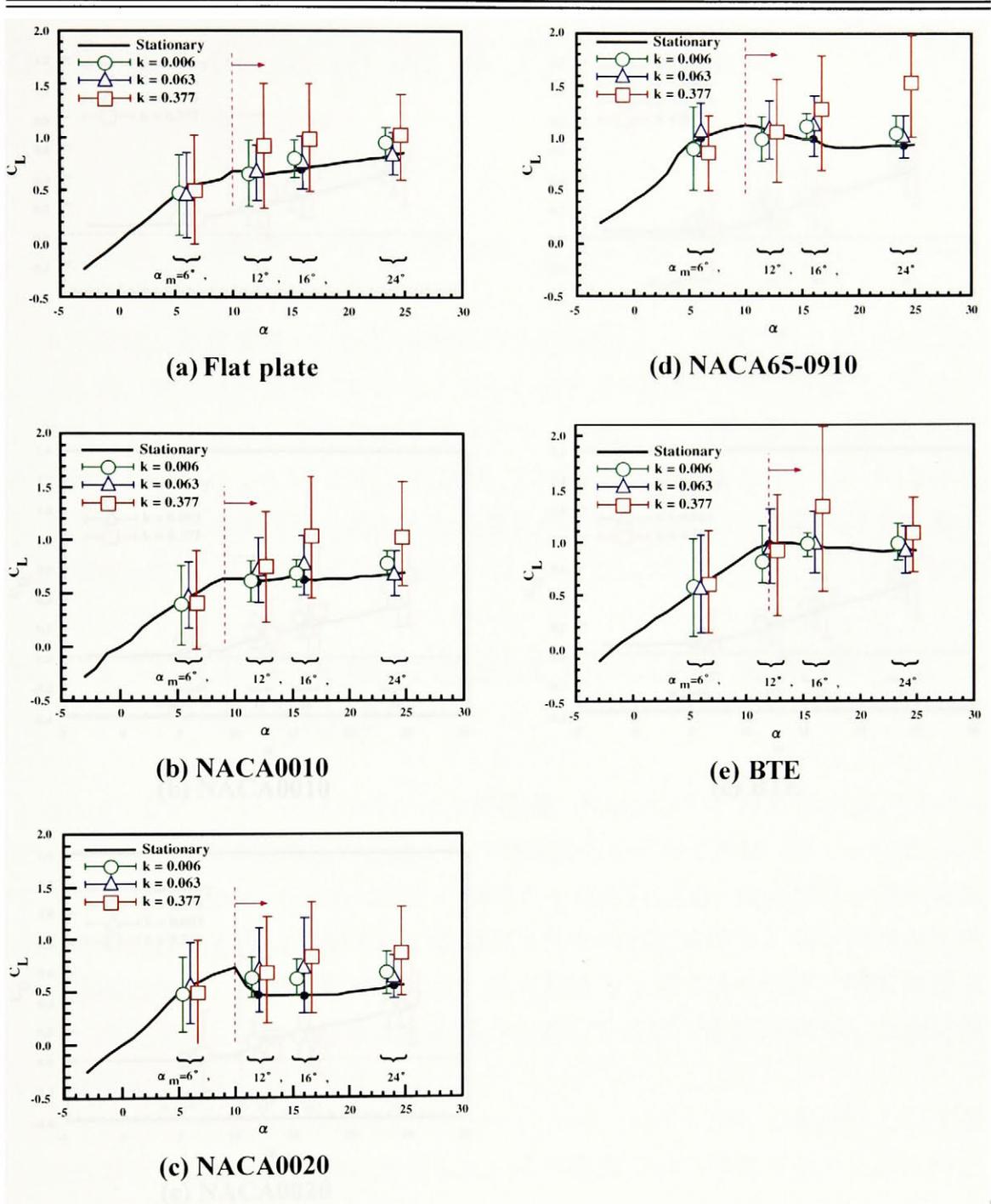


Fig. 5.3.1 Amplitude of dynamic lift acting on pitching airfoils ($Re = 4.0 \times 10^4$, $A = \pm 6 [^\circ]$)

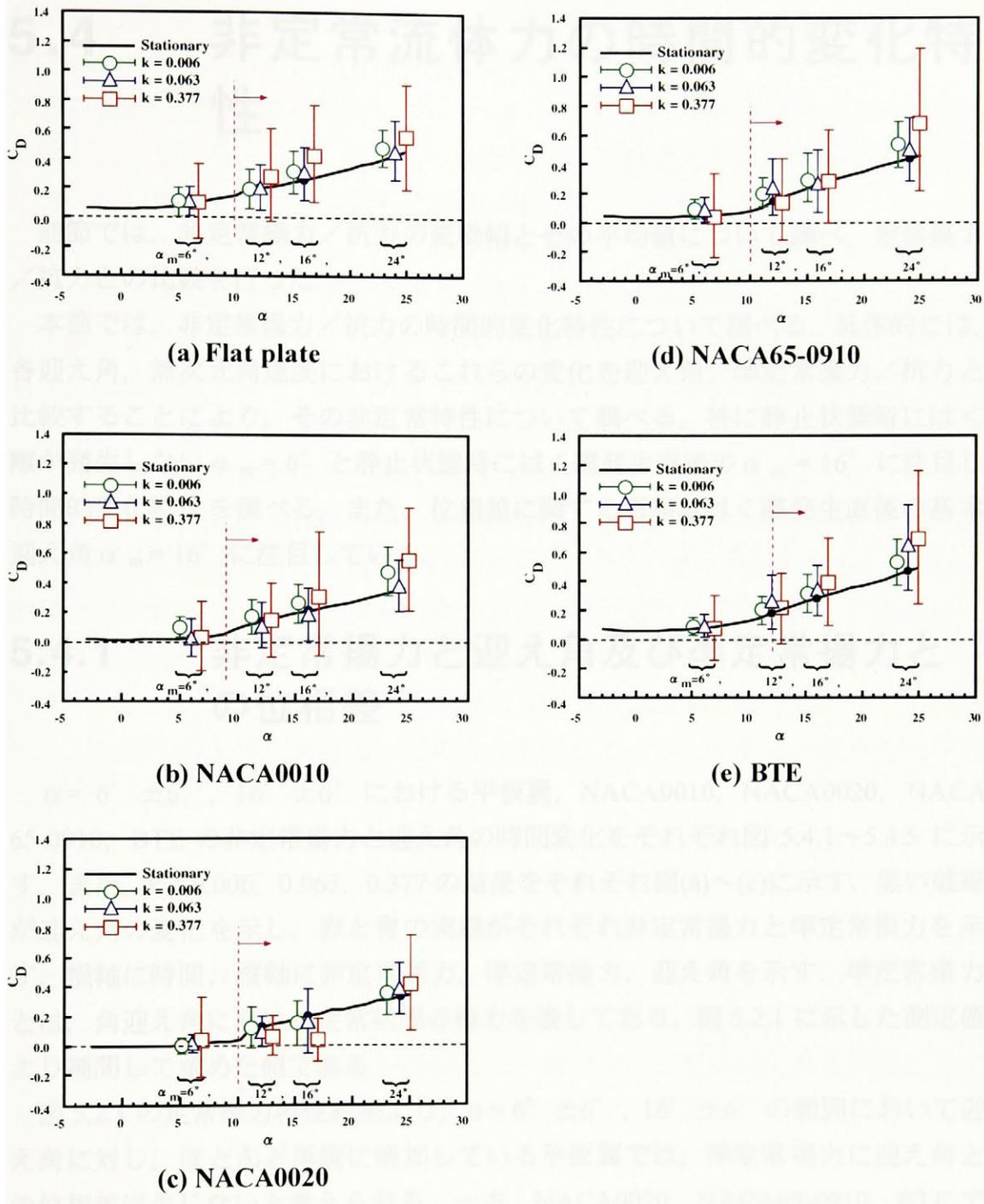


Fig. 5.3.2 Amplitude of dynamic lift acting on pitching airfoils ($Re = 4.0 \times 10^4$, $A = \pm 6^\circ$)

5.4 非定常流体力の時間的変化特性

前節では、非定常揚力／抗力の変動幅とその平均値について調べ、定常揚力／抗力との比較を行った。

本節では、非定常揚力／抗力の時間的変化特性について調べる。具体的には、各迎え角、無次元角速度におけるこれらの変化を迎え角、準定常揚力／抗力と比較することにより、その非定常特性について調べる。特に静止状態時にはく離が発生しない $\alpha_m = 6^\circ$ と静止状態時にはく離発生直後の $\alpha_m = 16^\circ$ に注目し、時間的変化特性を調べる。また、位相差に関する考察ははく離発生直後の基本迎え角 $\alpha_m = 16^\circ$ に注目している。

5.4.1 非定常揚力と迎え角及び準定常揚力との位相差

$\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $16^\circ \pm 6^\circ$ における平板翼, NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTE の非定常揚力と迎え角の時間変化をそれぞれ図 5.4.1～5.4.5 に示す。また、 $k = 0.006, 0.063, 0.377$ の結果をそれぞれ図(a)～(c)に示す。黒い破線が迎え角の変化を示し、赤と青の実線がそれぞれ非定常揚力と準定常揚力を示す。横軸に時間、縦軸に非定常揚力、準定常揚力、迎え角を示す。準定常揚力とは、角迎え角における定常状態の揚力を表しており、図 5.2.1 に示した測定値より補間して求めた値である。

図 5.2.1 の定常揚力特性結果より、 $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $16^\circ \pm 6^\circ$ の範囲において迎え角に対し、ほとんど単調に増加している平板翼では、準定常揚力に迎え角との位相差は生じないと考えられる。一方、NACA0020, NACA65-0910, BTE では、 $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ の範囲では右下がりとなっているために 180° の位相差が生じ、さらに、NACA0010 の場合では平坦になっていることから迎え角に対してほとんど変化しないものと考えられる。

図 5.4.1 より、平板翼の場合では、 $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $16^\circ \pm 6^\circ$ の場合共、全ての無次元角速度において準定常揚力と迎え角の位相は完全に同期していることが

わかる。同様に非定常揚力と迎え角の位相も完全に同期している。無次元角速度が小さくなるにつれ、非定常揚力は定量的に準定常揚力に近づいている。特に静止状態時にはく離が発生しない $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ では、上死点以外では非常に近い値となっている。しかしながら、十分に小さい無次元角速度の場合でも完全には一致しないことから非定常の影響が強く残っていることがわかる。

NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTE の場合には、 $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ の場合には、非定常揚力、準定常揚力、迎え角の位相は完全に一致している。また、無次元角速度が小さくなるにつれ、非定常揚力は準定常揚力に近付いているが、完全には一致しない。従って、平板翼の場合と同様の傾向となっている。

一方、 $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ の場合には、いずれの供試翼においても $k = 0.006$ のおいて非定常揚力は準定常揚力と非常に近い値となっているが、 $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ の場合と同様にこれらは完全には一致していないことから、非常に小さい無次元角速度の場合でも非定常特性が残っていることがわかる。 $k = 0.063$ となると、非定常揚力は準定常揚力と下死点付近が一部近い値となり、非定常揚力と迎え角との間には位相差が生じていることがわかる。さらに無次元角速度が増加し、 $k = 0.377$ となると非定常揚力は準定常揚力に依らず、迎え角に完全に同期している。また、定量的にも準定常揚力とは大きく異なっていることから非定常特性が強く現れていることがわかる。

これらのことより、静止状態時にはく離が発生しない迎え角においては、いずれの供試翼および無次元角速度の場合でも非定常揚力の位相は準定常揚力と迎え角の位相に完全に同期する。また無次元角速度が小さくなるにつれ、非定常揚力は準定常揚力に近づくが、完全には一致しないことから非定常の影響が残っていることがわかる。また、静止状態時にはく離が発生する迎え角において、平板翼の場合には、静止状態時にはく離が発生しない迎え角と同様に非定常揚力の位相は準定常揚力と迎え角の位相に完全に同期する。しかしながら、平板翼以外の供試翼の場合には、無次元角速度が非常に小さい場合には、準定常揚力と同じ位相となり、定量的にも近い値となるが、無次元角速度が増加すると、非定常揚力は準定常揚力と一部重なり、また迎え角との間に位相差を生じる。さらに無次元角速度が増加すると、非定常揚力は準定常揚力には依存せず、迎え角と完全な同位相となる。また、定量的にも準定常揚力と比べ大きく増加することから、非定常特性が強く現れていることがわかる。

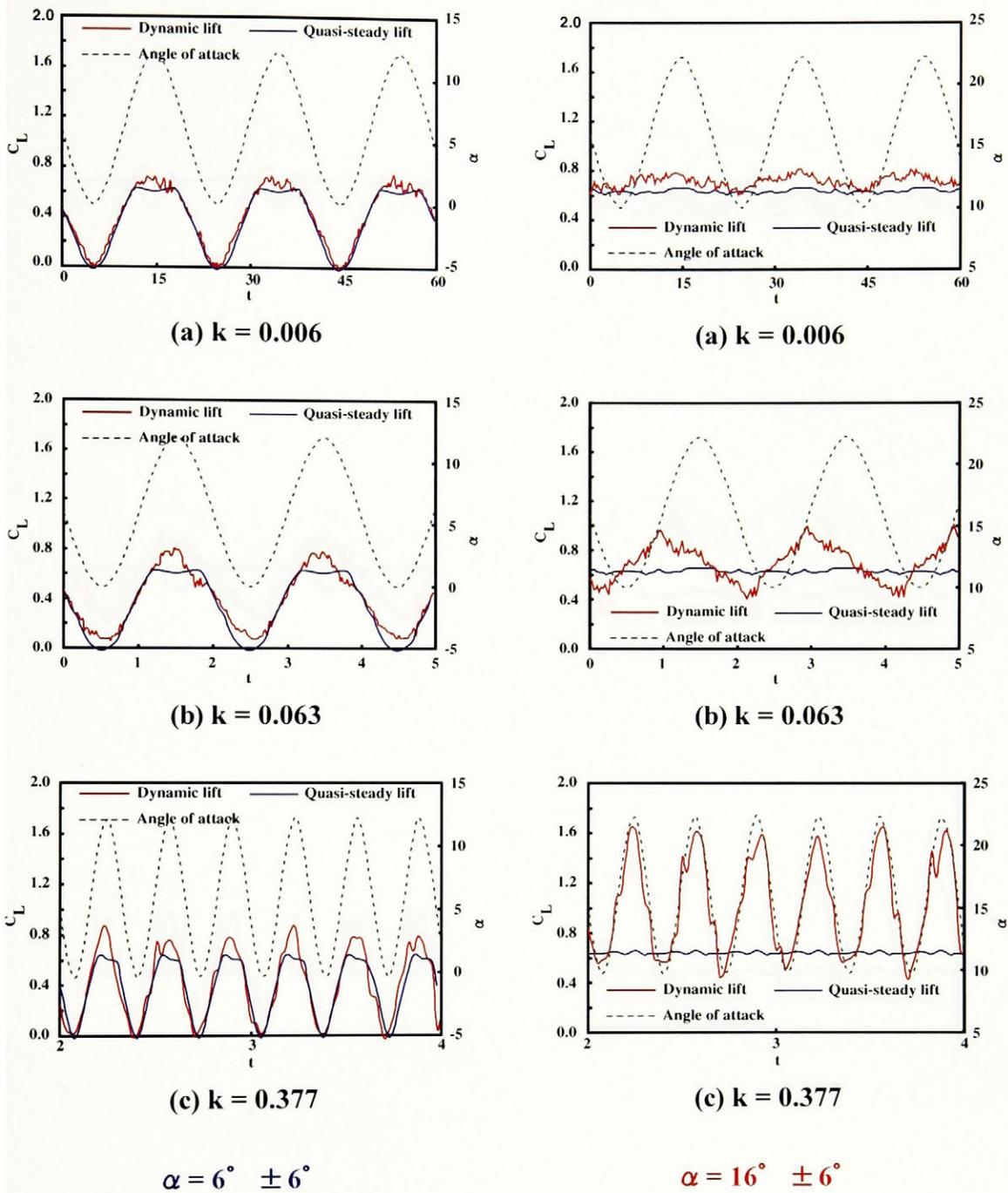


Fig. 5.4.2 Time histories of dynamic lift acting on a pitching NACA0010 ($Re = 4.0 \times 10^4$)

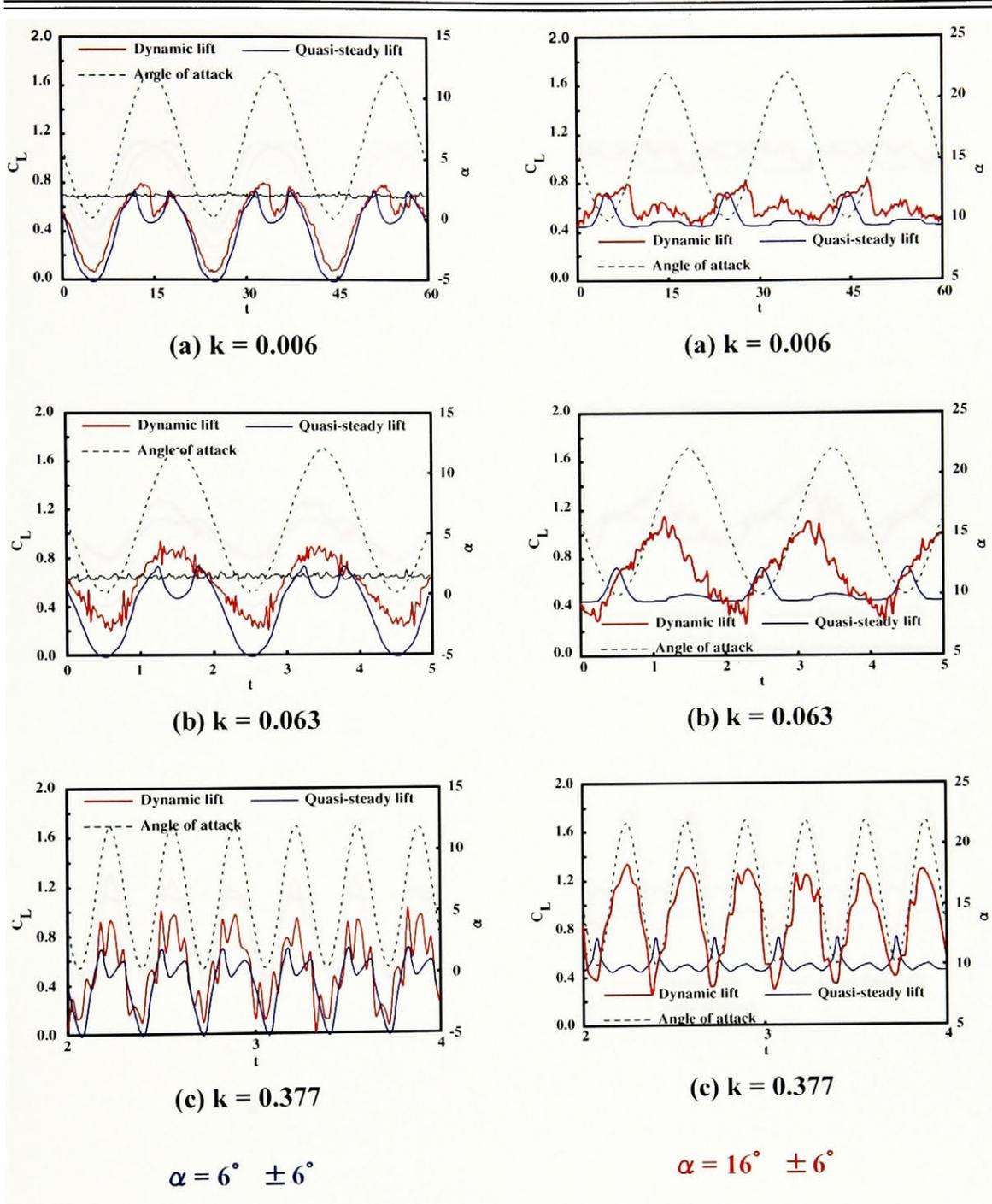


Fig. 5.4.3 Time histories of dynamic lift acting on a pitching NACA0020 ($Re = 4.0 \times 10^4$)

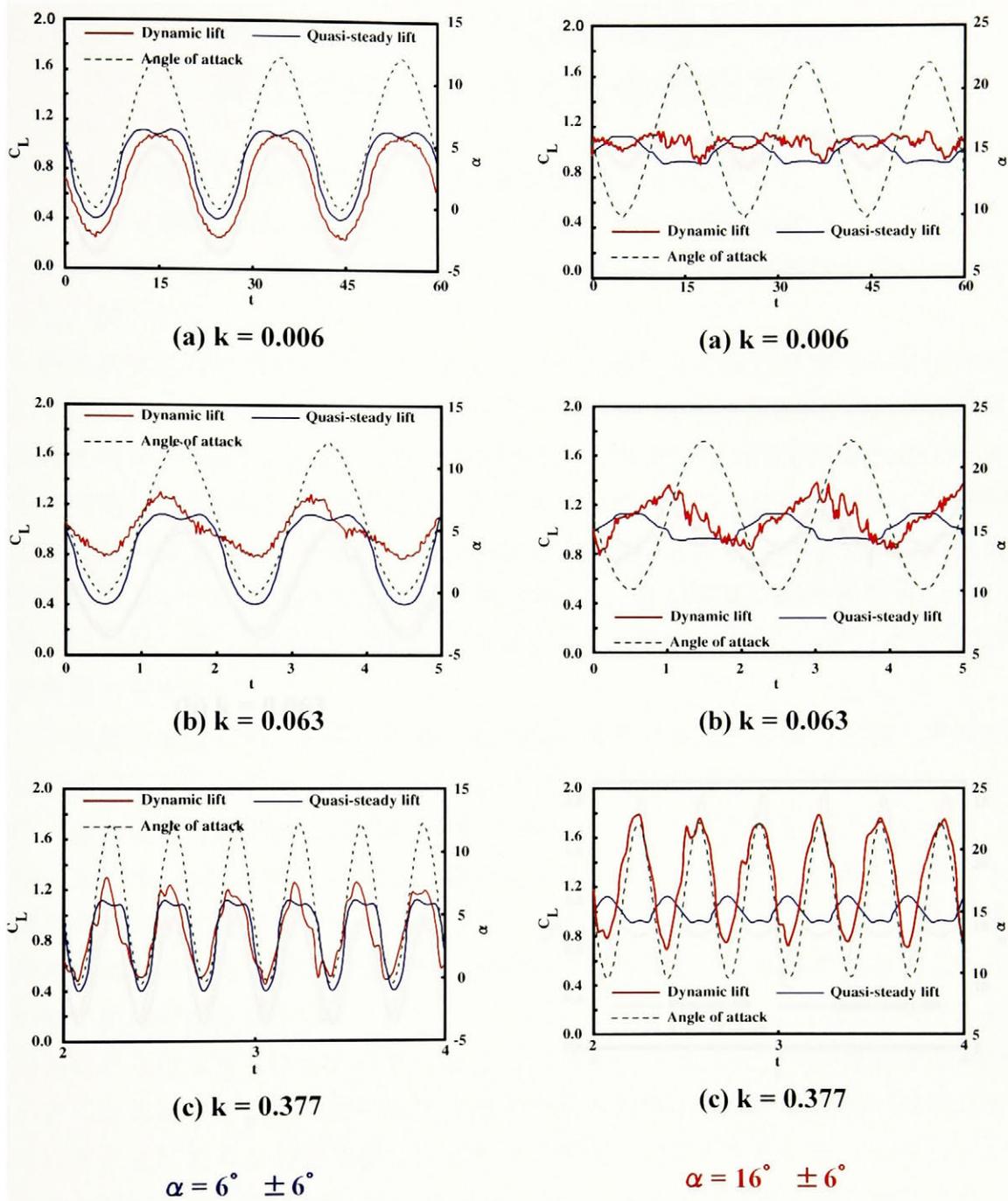


Fig. 5.4.4 Time histories of dynamic lift acting on a pitching NACA65-0910 ($Re = 4.0 \times 10^4$)

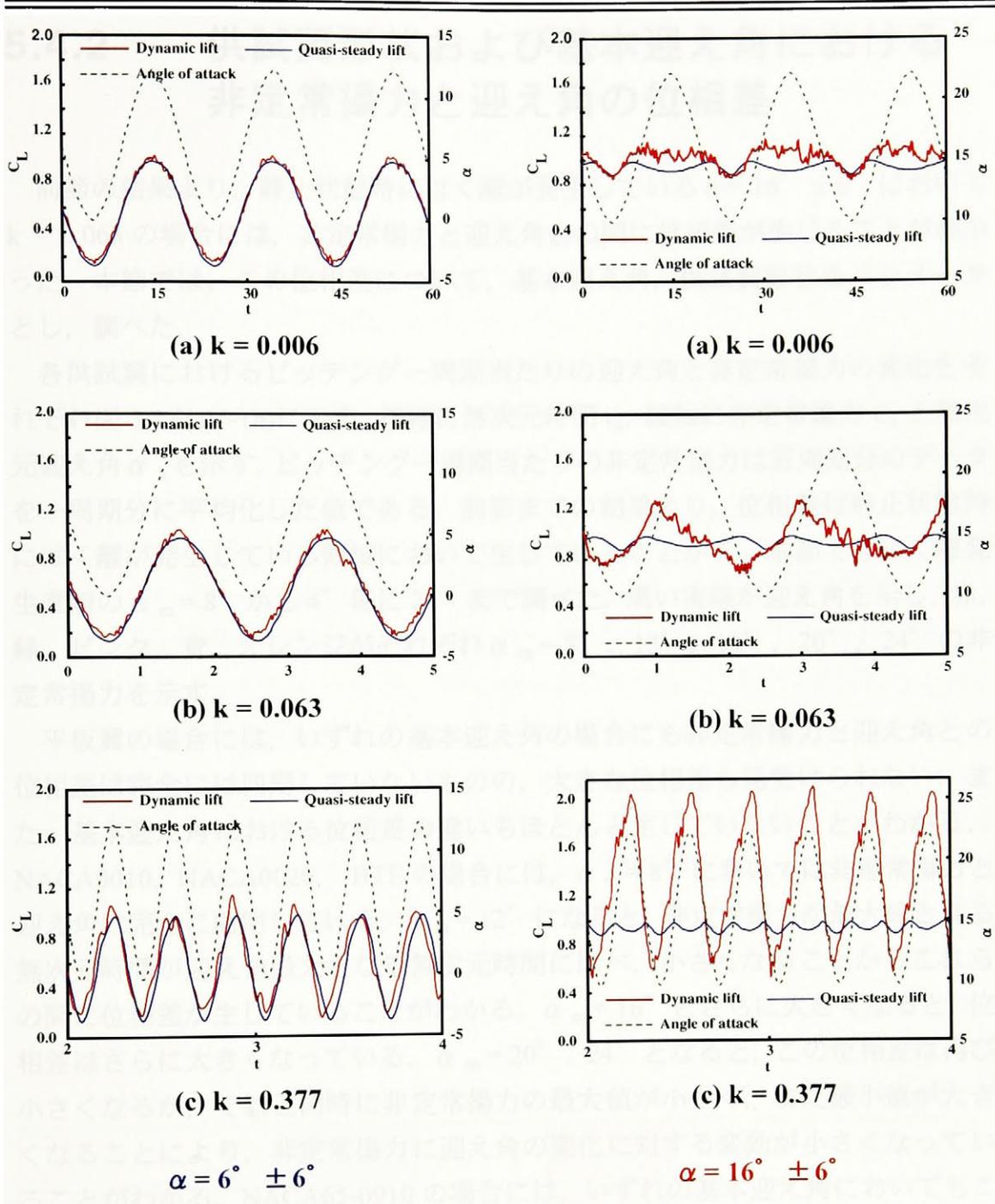


Fig. 5.4.5 Time histories of dynamic lift acting on a pitching BTE ($Re = 4.0 \times 10^4$)

5.4.2 供試翼形状および基本迎え角における非定常揚力と迎え角の位相差

前節の結果より、静止状態時にはく離が発生している $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ において $k = 0.063$ の場合には、非定常揚力と迎え角との間に位相差が生じることがわかった。本節では、この位相差について、基本迎え角、供試翼形状をパラメータとし、調べた。

各供試翼におけるピッチング一周期当たりの迎え角と非定常揚力の変化をそれぞれ図 5.4.6(a)~(b)に示す。横軸に無次元時間 t_n 、縦軸に非定常揚力 C_L と無次元迎え角 α_n を示す。ピッチング一周期当たりの非定常揚力は五周期分のデータを一周期分に平均化した値である。前節までの結果より、位相差は静止状態時にはく離が発生している領域において生じていることから、本節ではく離発生直前の $\alpha_m = 8^\circ$ から 4° 毎に 24° まで調べた。黒い実線が迎え角を示し、赤、緑、ピンク、青、オレンジがそれぞれ $\alpha_m = 8^\circ, 12^\circ, 16^\circ, 20^\circ, 24^\circ$ の非定常揚力を示す。

平板翼の場合には、いずれの基本迎え角の場合にも非定常揚力と迎え角との位相差は完全には同期していないものの、大きな位相差も見受けられない。また、基本迎え角における位相差の違いもほとんど生じていないことがわかる。NACA0010, NACA0020, BTE の場合には、 $\alpha_m = 8^\circ$ においては非定常揚力と迎え角は完全に同期している、 $\alpha_m = 12^\circ$ になると、非定常揚力が最大値となる無次元時間が迎え角最大となる無次元時間に比べ、小さくなることからこれらの間に位相差が生じていることがわかる。 $\alpha_m = 16^\circ$ とさらに大きくなると、位相差はさらに大きくなっている。 $\alpha_m = 20^\circ, 24^\circ$ となると、この位相差は再び小さくなるが、それと同時に非定常揚力の最大値が小さく、また最小値が大きくなることにより、非定常揚力に迎え角の変化に対する変動が小さくなっていることがわかる。NACA65-0910 の場合には、いずれの基本迎え角においてもこの位相差が大きく、特に $\alpha_m = 16^\circ, 20^\circ$ の場合は非常に大きくなることがわかる。

各迎え角におけるピッチング一周期当たりの迎え角と非定常揚力の変化をそれぞれ図 5.4.7(a)~(b)に示す。黒い実線が迎え角を示し、赤、緑、ピンク、青、オレンジがそれぞれ平板翼、NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTE の非定常揚力を示す。

静止状態時にはく離が発生する直前の基本迎え角 $\alpha_m = 8^\circ$ では、NACA65-0910 以外の4種類の供試翼においては、非定常揚力と迎え角の位相はほぼ完全に一致していることがわかる。 $\alpha_m = 12^\circ$ になるといずれの供試翼においても位相差が生じ始め、 $\alpha_m = 16^\circ$ となるとさらに大きな位相差が生じていることがわかる。 $\alpha_m = 20^\circ, 24^\circ$ となると、位相差は生じているものの非定常揚力の最大値は小さくなり、また最小値は大きくなることにより迎え角に対する変動が小さくなっていることがわかる。

表 5.4.1 に各供試翼、基本迎え角に対する非定常揚力と迎え角の位相差を示す。この値は、迎え角が最大となる無次元時間 $t_n = 0.5$ から非定常揚力が最大となる無次元時間 t_n を差し引いた値である。すなわち、値が大きい程、非定常揚力と迎え角との位相差が大きいということである。

表 5.4.1 より、静止状態時にはく離発生直前の $\alpha_m = 8^\circ$ においては、いずれの供試翼においてもその値が小さいことから位相差は小さいことがわかる。 $\alpha_m = 16^\circ$ になると平板翼以外の供試翼では 0.2 程度となることから大きな位相差が生じていることがわかる。また、NACA65-0910 においては、いずれの迎え角においても 0.2 程度の値をもっており、位相差が生じやすい翼形状であるということがわかる。

これらの結果より、はく離点の固定された平板翼においては、いずれの基本迎え角においても非定常揚力と迎え角の間には位相差が生じない。一方、はく離点の移動する平板翼以外の供試翼の場合には、非定常揚力と迎え角との間に位相差が生じ、これは静止状態時にはく離点直後において最大となることがわかった。

Table 5.4.1 Phase difference between the dynamic lift and angle of attack

Airfoil \ α_m	8	12	16	20	24
Flat plate	0.10	0.09	0.08	0.14	0.05
NACA0010	0.00	0.19	0.25	0.34	0.13
NACA0020	0.12	0.10	0.18	0.28	0.12
NACA65-0910	0.14	0.15	0.20	0.30	0.17
BTE	0.02	0.10	0.25	0.32	0.08

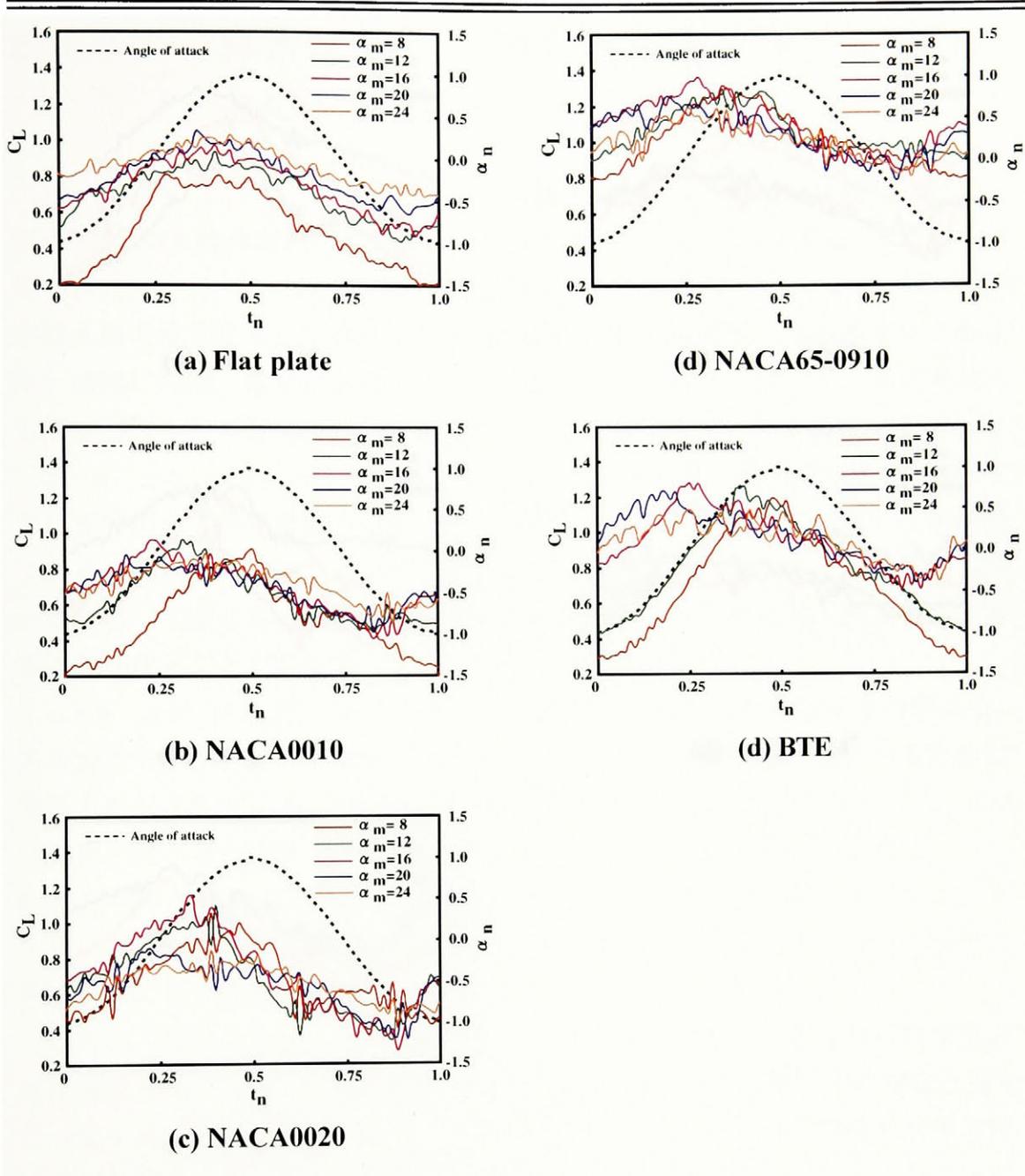


Fig. 5.4.6 Phase difference in the pitching airfoils between the dynamic lift and angle of attack ($Re = 4.0 \times 10^4$, $k = 0.063$)

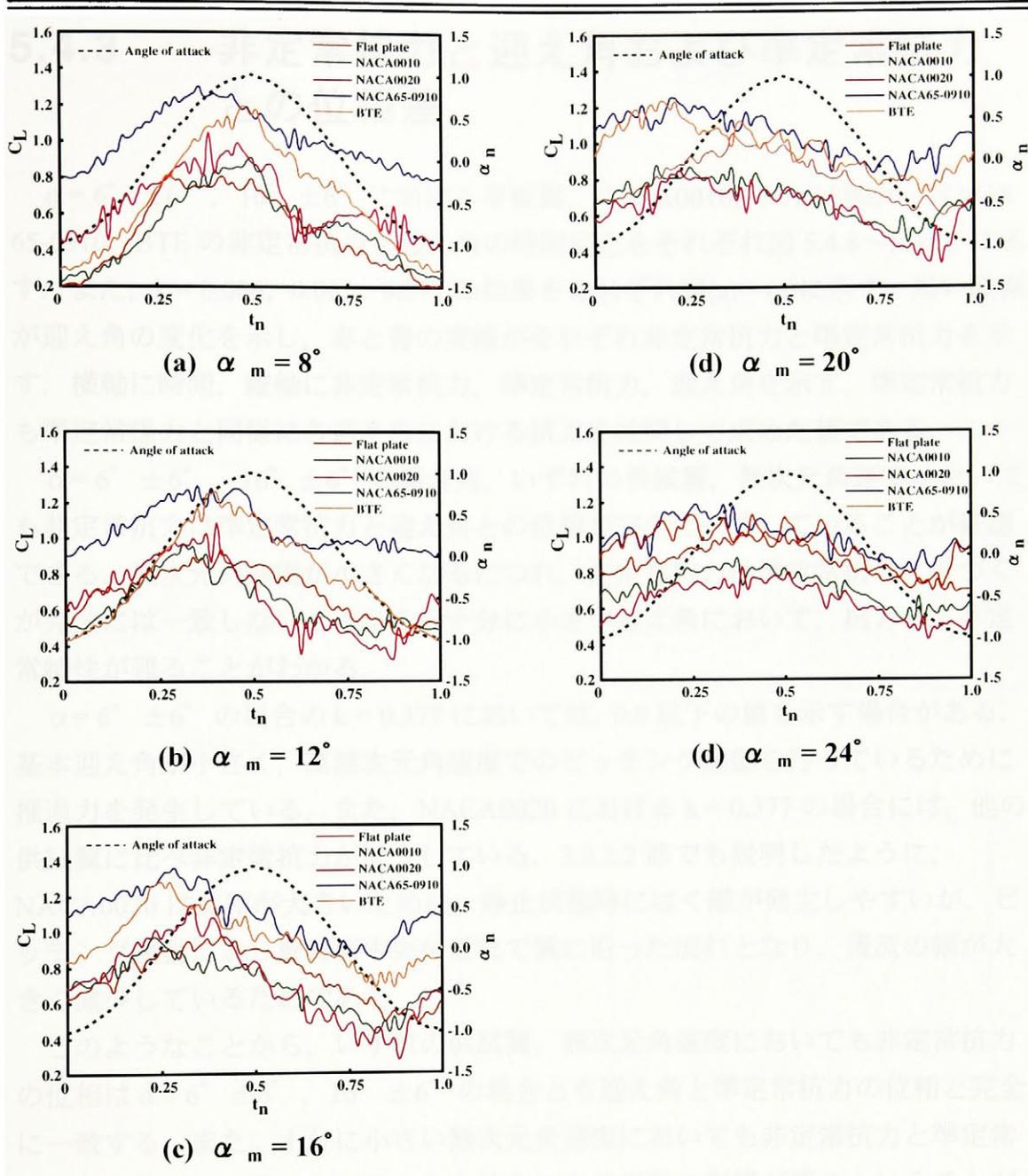


Fig. 5.4.7 Phase difference in the pitching airfoils between the dynamic lift and angle of attack ($Re = 4.0 \times 10^4$, $k = 0.063$)

5.4.3 非定常抗力と迎え角および準定常抗力との位相差

$\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $16^\circ \pm 6^\circ$ における平板翼, NACA0010, NACA0020, NACA 65-0910, BTE の非定常抗力と迎え角の時間変化をそれぞれ図 5.4.8~5.4.12 に示す. また, $k = 0.006, 0.063, 0.377$ の結果をそれぞれ図(a)~(c)に示す. 黒い破線が迎え角の変化を示し, 赤と青の実線がそれぞれ非定常抗力と準定常抗力を示す. 横軸に時間, 縦軸に非定常抗力, 準定常抗力, 迎え角を示す. 準定常抗力も準定常揚力と同様に各迎え角における抗力を補間して求めた値である.

$\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $16^\circ \pm 6^\circ$ の場合共, いずれの供試翼, 無次元角速度においても非定常抗力は準定常抗力と迎え角との位相が完全に一致していることが確認できる. 無次元角速度が小さくなるにつれ, 非定常抗力は準定常抗力に近づくと完全に一致しないことから, 十分に小さい迎え角において, 抗力にも非定常特性が残ることがわかる.

$\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ の場合の $k = 0.377$ においては, 0.0 以下の値を示す場合がある. 基本迎え角が小さく, 高無次元角速度でのピッチング運動を行っているために推進力を発生している. また, NACA0020 における $k = 0.377$ の場合には, 他の供試翼に比べ非定常抗力が減少している. 3.3.2.2 節でも説明したように, NACA0020 は翼厚が大きいため, 静止状態時にはく離が発生しやすいが, ピッチング運動により翼背面中央付近まで翼に沿った流れとなり, 後流の幅が大きく減少しているためである.

このようなことから, いずれの供試翼, 無次元角速度においても非定常抗力の位相は $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $16^\circ \pm 6^\circ$ の場合とも迎え角と準定常抗力の位相と完全に一致する. また, 十分に小さい無次元角速度においても非定常抗力と準定常抗力とは完全に一致しないことから抗力にも非定常の影響が残ることがわかる.

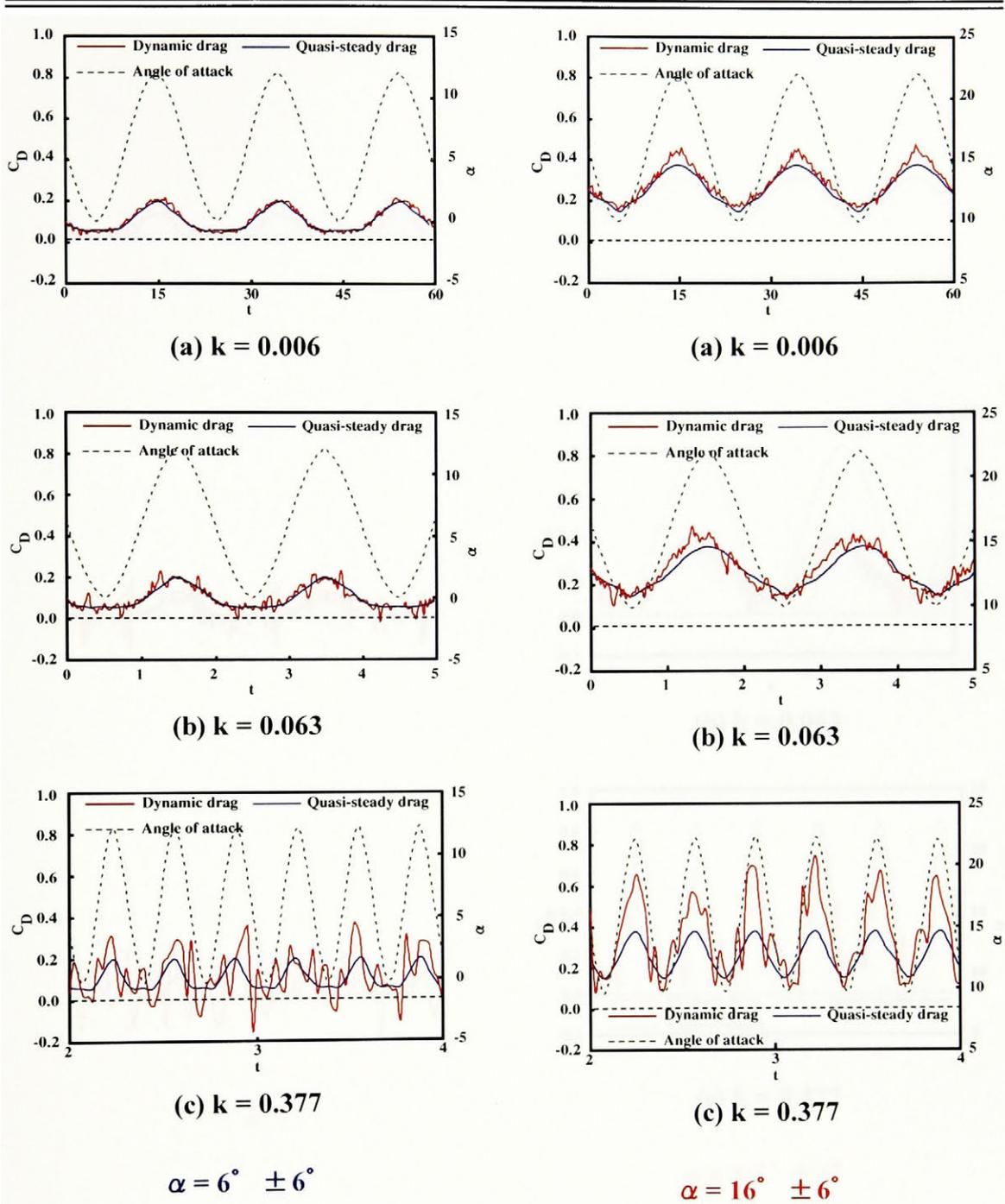


Fig. 5.4.8 Time histories of dynamic drag acting on a pitching Flat plate ($Re = 4.0 \times 10^4$)

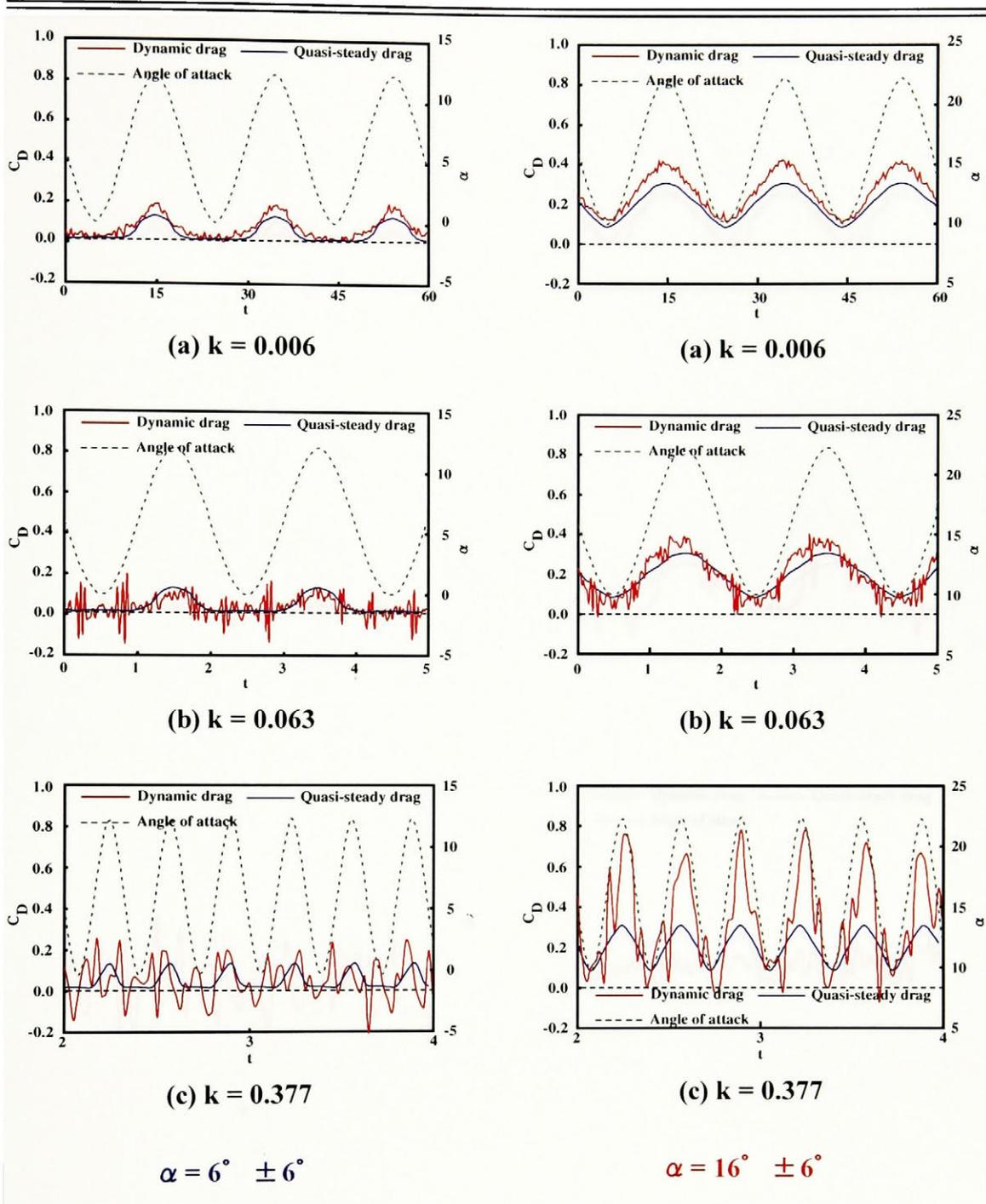


Fig. 5.4.9 Time histories of dynamic drag acting on a pitching NACA0010 ($Re = 4.0 \times 10^4$)

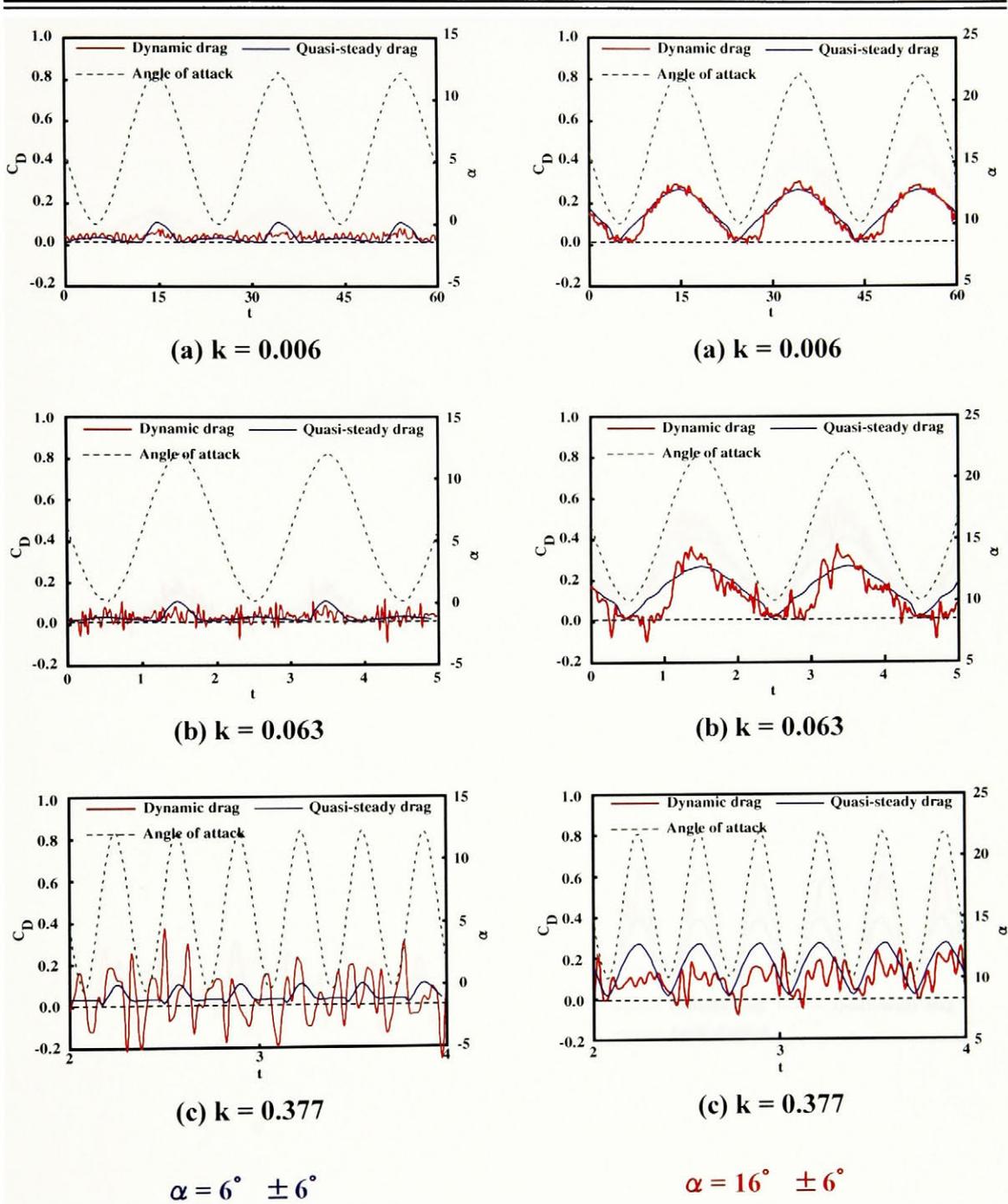


Fig. 5.4.10 Time histories of dynamic drag acting on a pitching NACA0020 ($Re = 4.0 \times 10^4$)

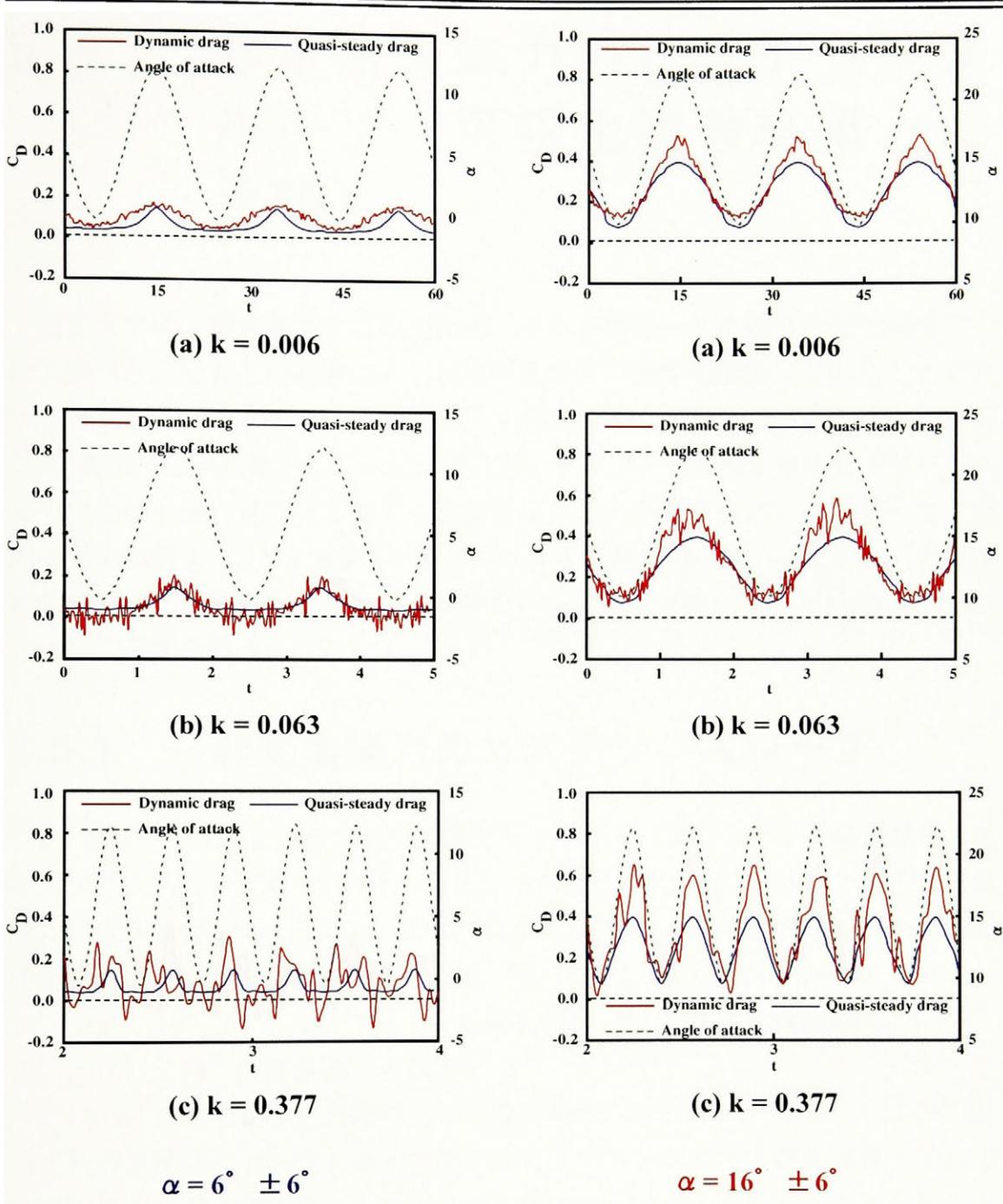


Fig. 5.4.11 Time histories of dynamic drag acting on a pitching NACA65-0910 ($Re = 4.0 \times 10^4$)

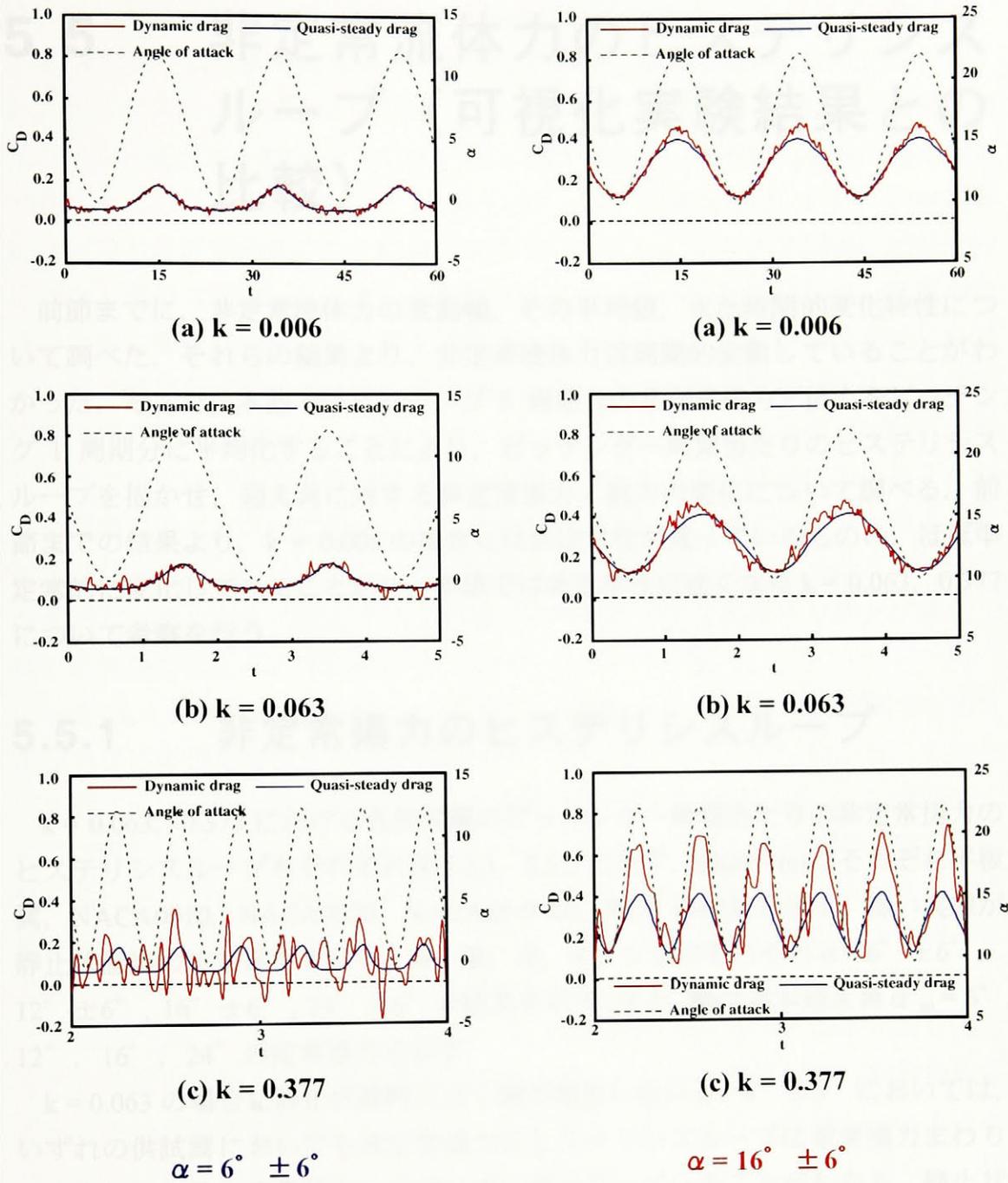


Fig. 5.4.12 Time histories of dynamic drag acting on a pitching BTE ($Re = 4.0 \times 10^4$)

5.5 非定常流体力のヒステリシスループ（可視化実験結果との比較）

前節までに、非定常流体力の変動幅、その平均値、また時間的变化特性について調べた。それらの結果より、非定常流体力は周期的変動していることがわかった。そこで、本節ではピッチング 5 周期分の非定常揚力/抗力をピッチング 1 周期分に平均化することにより、ピッチング一周期当たりのヒステリシスループを描かせ、迎え角に対する非定常揚力/抗力の変化について調べる。前節までの結果より、 $k = 0.006$ の場合には非定常性が残っているものの、ほぼ準定常的に変化していることから、本節では非定常性の強くなる $k = 0.063, 0.377$ について考察を行う。

5.5.1 非定常揚力のヒステリシスループ

$k = 0.063, 0.377$ における各供試翼のピッチング一周期当たりの非定常揚力のヒステリシスループをそれぞれ図 5.5.1, 5.5.2 に示す。図(a)~(e)にそれぞれ平板翼, NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTE の結果を示す。黒い実線が静止状態時の定常揚力を示し、青, 緑, 赤, オレンジがそれぞれ $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ, 12^\circ \pm 6^\circ, 16^\circ \pm 6^\circ, 24^\circ \pm 6^\circ$ の結果を示す。また、●は基本迎え角 $\alpha_m = 6^\circ, 12^\circ, 16^\circ, 24^\circ$ の定常揚力を示す。

$k = 0.063$ の場合に静止状態時にはく離が発生しない $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ においては、いずれの供試翼においても非定常揚力のヒステリシスループは定常揚力まわりを変化しており、定常揚力と非常に近い値となっていることがわかる。静止状態時にはく離していない領域において、ピッチング振幅が $\pm 1^\circ$ 程度と小さければ線形微小振幅理論からヒステリシスループは反時計回転を描くことが知られている。本実験結果では、いずれの供試翼においても下死点付近ではループが反時計回転を描いているが、上死点ではく離領域を含むために時計回転となり、ピッチング一周期当たりに 8 の字のループを描いていることがわかる。本研究ではピッチング振幅 $A = \pm 6^\circ$ と大きいため線形微小振幅理論は成り立ってい

ないが、下死点付近では、線形微小振幅理論の傾向が残っていることがわかる。BTE 翼の場合に上死点から迎え角減少となる時に非定常揚力は急激に減少し、ヒステリシスループが膨らんだ形状となっている。これは、3.3.1 節で説明したように、上死点 ($\alpha = 12^\circ$) においてははく離が発生し、翼背面上が逆流域に覆われるためである。また、 $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$ 、 $16^\circ \pm 6^\circ$ の場合には、いずれの供試翼においても定常揚力まわりを時計回転方向に変化し、迎え角増加時に定常揚力に比べ、僅かに増加していることがわかる。NACA0020 の場合には、翼厚が大きいために静止状態時にははく離が発生すると揚力に大幅な減少が見受けられるが、ピッチング運動により静止状態時に比べ、流れが翼背面前半部に沿うために定常揚力に比べ増加している。また、 $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$ 、 $16^\circ \pm 6^\circ$ の場合には、上死点付近では迎え角増加時にも関わらず、非定常揚力が減少していることから前節で述べた位相差が生じることが確認できる。 $\alpha = 24^\circ \pm 6^\circ$ となると、ヒステリシスループは小さくなり、定常揚力に近い値となっていることから、翼前縁から完全にはく離している領域での低無次元角速度のピッチング運動では、定常揚力に比べ大きな差がないということがわかる。

一方、 $k = 0.377$ の場合には、 $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ において、いずれの供試翼でも非定常揚力は定常揚力まわりを時計回転方向に変化していることがわかる。すなわち、迎え角増加時の非定常揚力が迎え角減少時に比べ、常に大きくなっている。3.3.1 で説明したように、 $k = 0.377$ 、 $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ における迎え角増加時には、定常状態、および $k = 0.063$ の場合に比べ、流れが翼背面に沿い、翼背面上の逆流域が小さくなることを説明した。このことから、迎え角増加時の非定常揚力は迎え角減少時よりも大きくなることがわかる。

$\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$ 、 $16^\circ \pm 6^\circ$ となると、定常揚力は平坦、もしくは右下がりとなっているにも関わらず、非定常揚力のヒステリシスループはいずれの場合も右上がりとなり時計回転方向に変化し、定常揚力に比べ大きく増加していることがわかる。このメカニズムについて3.3.2 節で説明した可視化写真を引用し、図 5.5.3 により説明する。 $k = 0.377$ の場合には迎え角増加時に翼前縁からのはく離流脈が不安定となり、回転の強い渦を発生し、これが翼背面上に再付着する。そのために迎え角増加時には、はく離が抑えられ、翼背面上の逆流域が小さくなることから非定常揚力は増加し続ける。上死点において再循環渦は翼背面から離れるために、翼背面は逆流域に覆われ、迎え角減少時には非定常揚力は減少する。NACA0010、NACA0020 も同様のメカニズムにより非定常揚力は定常

揚力に比べ増加している。

また、BTE の場合には、 $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ において、ヒステリシスループが 8 の字を描く独特の特性をあらわしている。このメカニズムも同様に 3 節の可視化写真を引用し、図 5.5.4 を用いて説明する。NACA0010, NACA0020, NACA65-0910 の場合と同様に迎え角増加時に強い回転をもつはく離渦が形成され、翼背面上に再付着する。再循環渦は上死点 ($\alpha = 22^\circ$) においてもさらに成長を続け、翼背面上を覆っている。そのために上死点においても非定常揚力は減少せず、さらに増加し続ける。この成長した再循環渦は迎え角減少時に翼背面から離れる。この時、翼背面上は大規模な逆流域に覆われるために非定常揚力は急激に減少する。このような再循環渦（再付着現象）の挙動により、非定常揚力は 8 の字のヒステリシスループを描いている。

$\alpha = 24^\circ \pm 6^\circ$ の場合にも、ヒステリシスループは右上がりとなるものもある。NACA65-0910 においては図 3.3.12 に示すように翼背面上に再循環渦が形成されているが、それ以外の供試翼の場合には明確な再循環渦は形成されていない。そのため、静止状態時に翼前縁より完全にはく離が発生している $\alpha = 24^\circ \pm 6^\circ$ の場合には、翼背面上の再付着の影響だけでなく、流れに翼腹面を押される力も影響しているのではないかと考える。

これらのことから、3 節の可視化実験結果と比較することにより、静止状態時にはく離が発生する迎え角において、迎え角増加時に翼背面上に形成される再循環渦（再付着現象）の挙動が非定常揚力に強く影響していることがわかる。一方、静止状態時にも常に翼前縁からはく離が発生している平板翼の場合には、 $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $12^\circ \pm 6^\circ$ において再付着が発生することを 3.3.2 節で説明した。しかしながら、平板翼における $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ の場合の非定常揚力は定常揚力まわりを変化し、大幅な増加は見受けられない。 $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$ の場合には、非定常揚力は定常揚力に比べ増加している。従って、一般的に静止状態時にはく離が発生しない低迎え角においては、ピッチング運動翼背面上の再付着現象が非定常揚力に与える影響は小さいということがわかる。

また、4.6 節において、高無次元角速度時の翼背面上の再循環渦は一個もしくは数個の離散的はく離渦であることを説明した。従って、離散的はく離渦は高無次元角速度時には非定常揚力に影響を与えていることが考えられる。

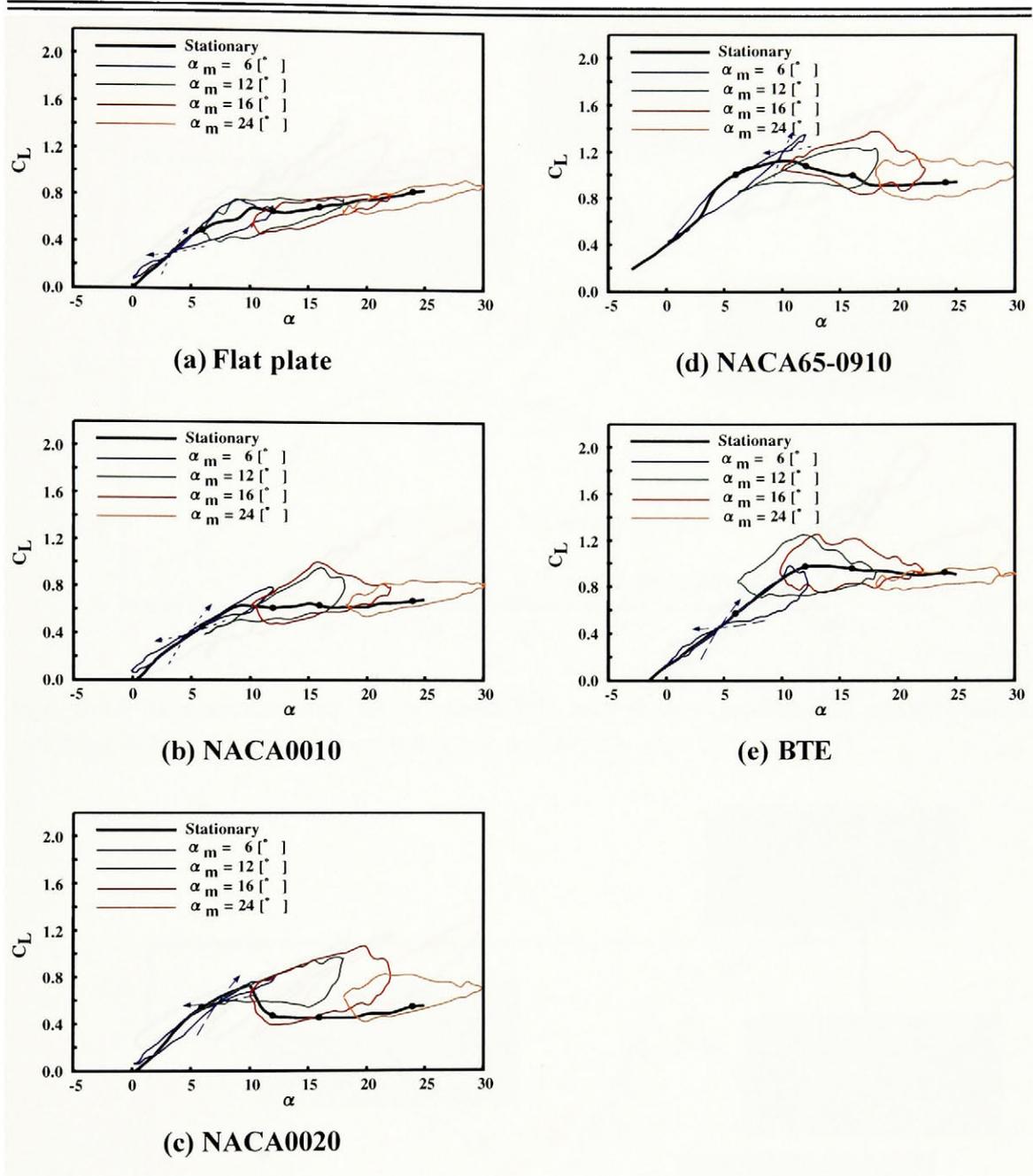


Fig. 5.5.1 Hysteresis loop of dynamic lift acting on a pitching airfoil ($Re = 4.0 \times 10^4$, $k = 0.063$)

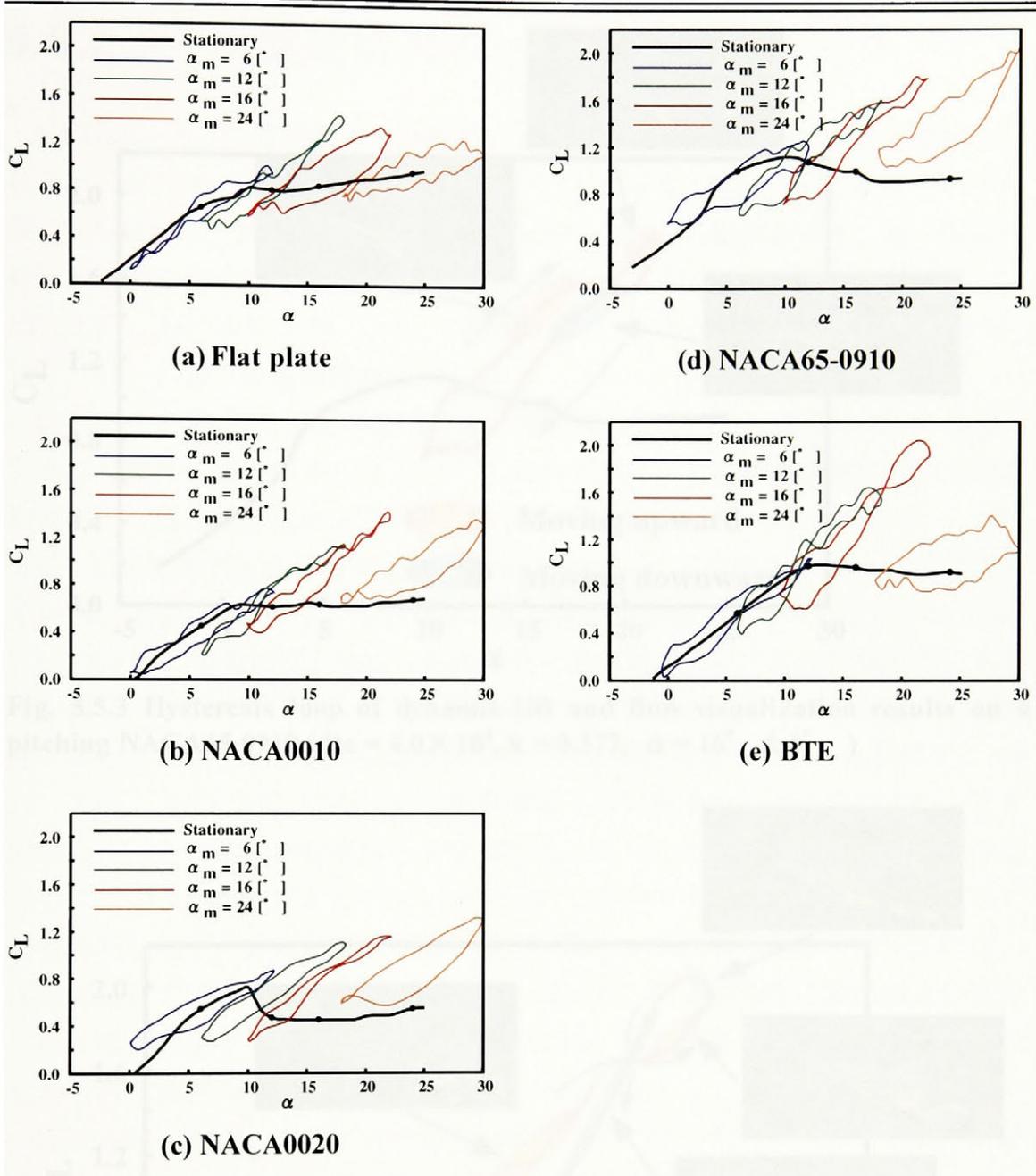


Fig. 5.5.2 Hysteresis loop of dynamic lift acting on a pitching airfoil ($Re = 4.0 \times 10^4$, $k = 0.377$)

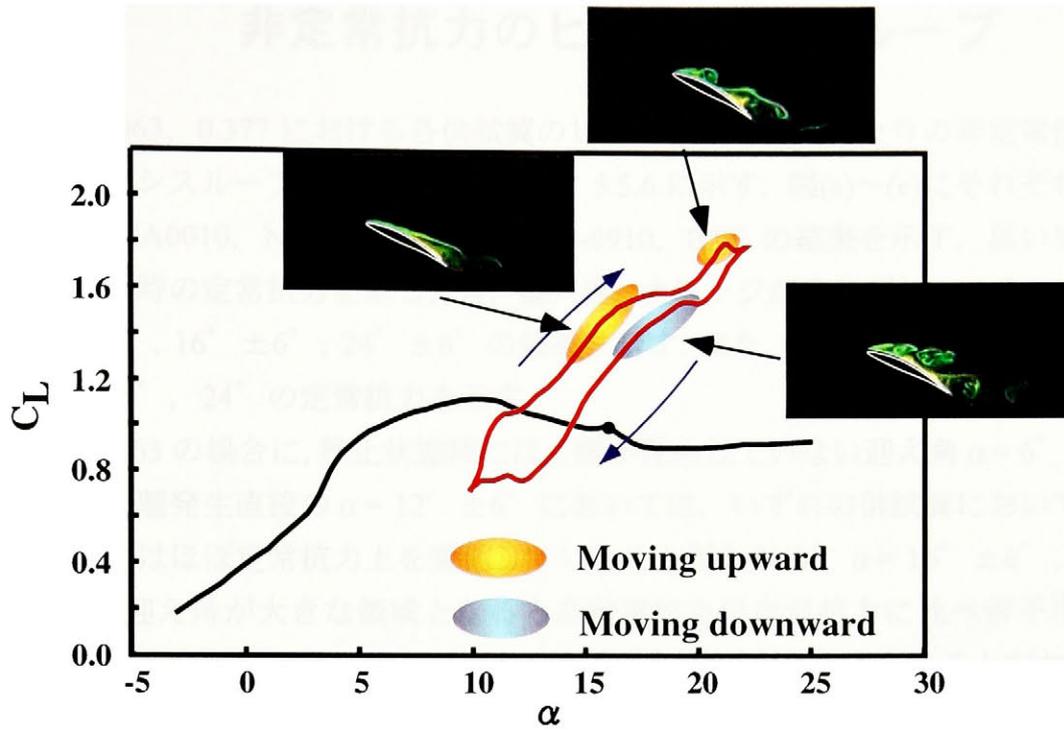


Fig. 5.5.3 Hysteresis loop of dynamic lift and flow visualization results on a pitching NACA65-0910 ($Re = 4.0 \times 10^4$, $k = 0.377$, $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$)

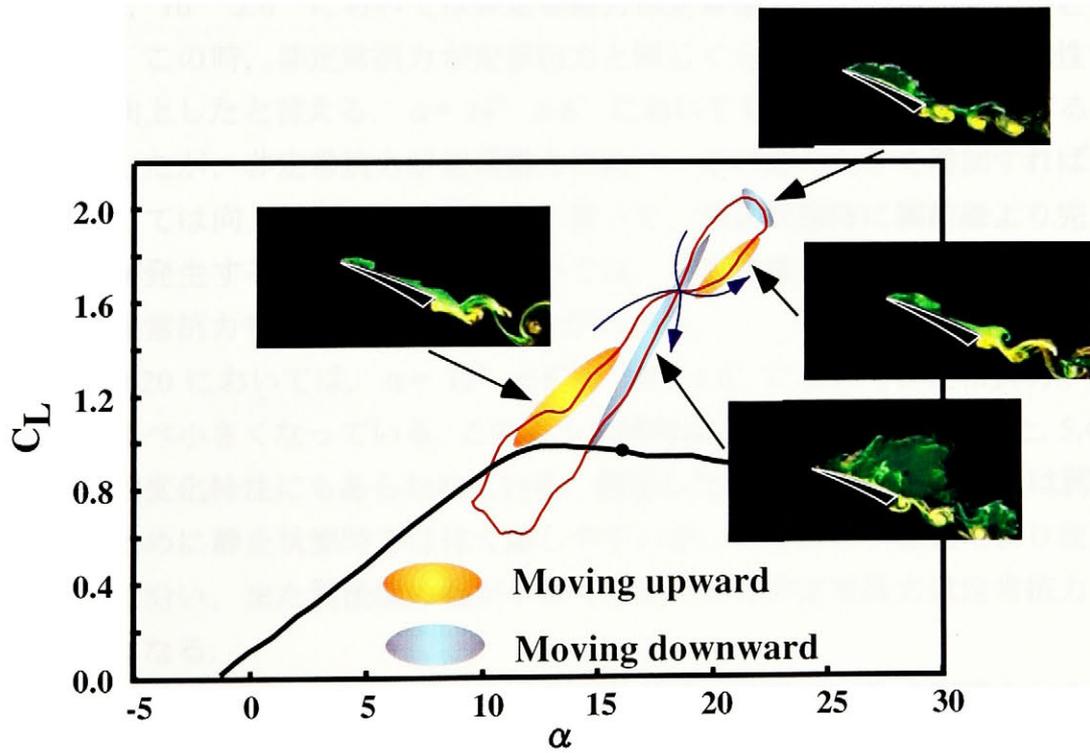


Fig. 5.5.4 Hysteresis loop of dynamic lift and flow visualization results on a pitching BTE ($Re = 4.0 \times 10^4$, $k = 0.377$, $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$)

5.5.2 非定常抗力のヒステリシスループ

$k = 0.063$, 0.377 における各供試翼のピッチング一周期当たりの非定常抗力のヒステリシスループをそれぞれ図 5.5.5, 5.5.6 に示す. 図(a)~(e)にそれぞれ平板翼, NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTE の結果を示す. 黒い実線が静止状態時の定常抗力を示し, 青, 緑, 赤, オレンジがそれぞれ $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, $12^\circ \pm 6^\circ$, $16^\circ \pm 6^\circ$, $24^\circ \pm 6^\circ$ の結果を示す. また, ●は基本迎え角 $\alpha_m = 6^\circ$, 12° , 16° , 24° の定常抗力を示す.

$k = 0.063$ の場合に, 静止状態時にはく離が発生していない迎え角 $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$, またはく離発生直後の $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$ においては, いずれの供試翼においても非定常抗力はほぼ定常抗力上を変化していることがわかる. $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $24^\circ \pm 6^\circ$ と迎え角が大きな領域となると非定常抗力は定常抗力に比べ若干増加している. すなわち, ピッチング運動により翼性能が低下していることがわかる.

$k = 0.377$ の場合には, NACA0020 以外の供試翼において非定常抗力が定常揚力と同じ, もしくは増加している傾向にある. 特に $\alpha = 24^\circ \pm 6^\circ$ と迎え角が増加するにつれ, 非定常抗力は定常抗力に比べ大幅に増加している. 前節で, $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$, $16^\circ \pm 6^\circ$ においては非定常揚力は定常揚力に比べ増加することを説明した. この時, 非定常抗力が定常抗力と同じくらいの値であれば, 翼性能としては向上したと言える. $\alpha = 24^\circ \pm 6^\circ$ においても非定常揚力が増加することを説明したが, 非定常抗力が定常揚力に比べ, これほど大きく増加すれば, 翼性能としては向上したとは言えない. 従って, 静止状態時に翼前縁より完全にはく離が発生する大きな迎え角においては, 非定常揚力は増加するが, それに伴い非定常抗力も増加するということがわかる.

NACA0020 においては, $\alpha = 12^\circ \pm 6^\circ$, $16^\circ \pm 6^\circ$ において非定常抗力が定常抗力に比べ小さくなっている. このような傾向は 5.3.2 節の変動幅, また, 5.4.3 節の時間的変化特性にもあらわれている. 前述したように, NACA0020 は翼厚が大きいために静止状態時ではく離しやすいが, ピッチング運動により流れが翼背面に沿い, また翼後流の幅が小さくなるために非定常抗力は定常抗力に比べ小さくなる.

前節では, ピッチング運動翼の再付着現象が非定常揚力に強く影響を与えていることを説明したが, 本節の結果より, ピッチング運動翼に発生する再付着現象が非定常抗力に与える影響は非常に小さいということがわかる.

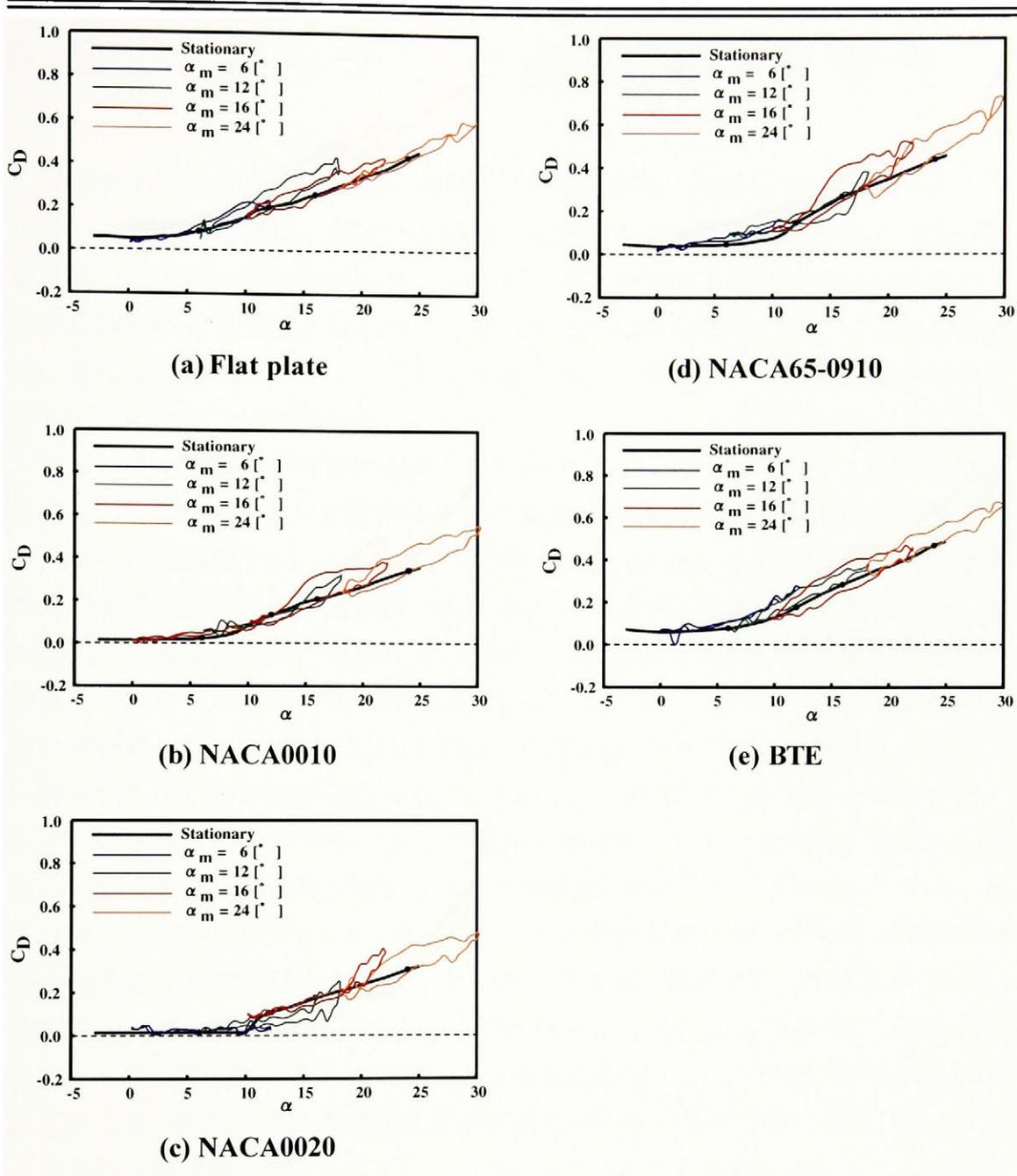


Fig. 5.5.5 Hysteresis loop of dynamic drag acting on a pitching airfoil ($Re = 4.0 \times 10^4$, $k = 0.063$)

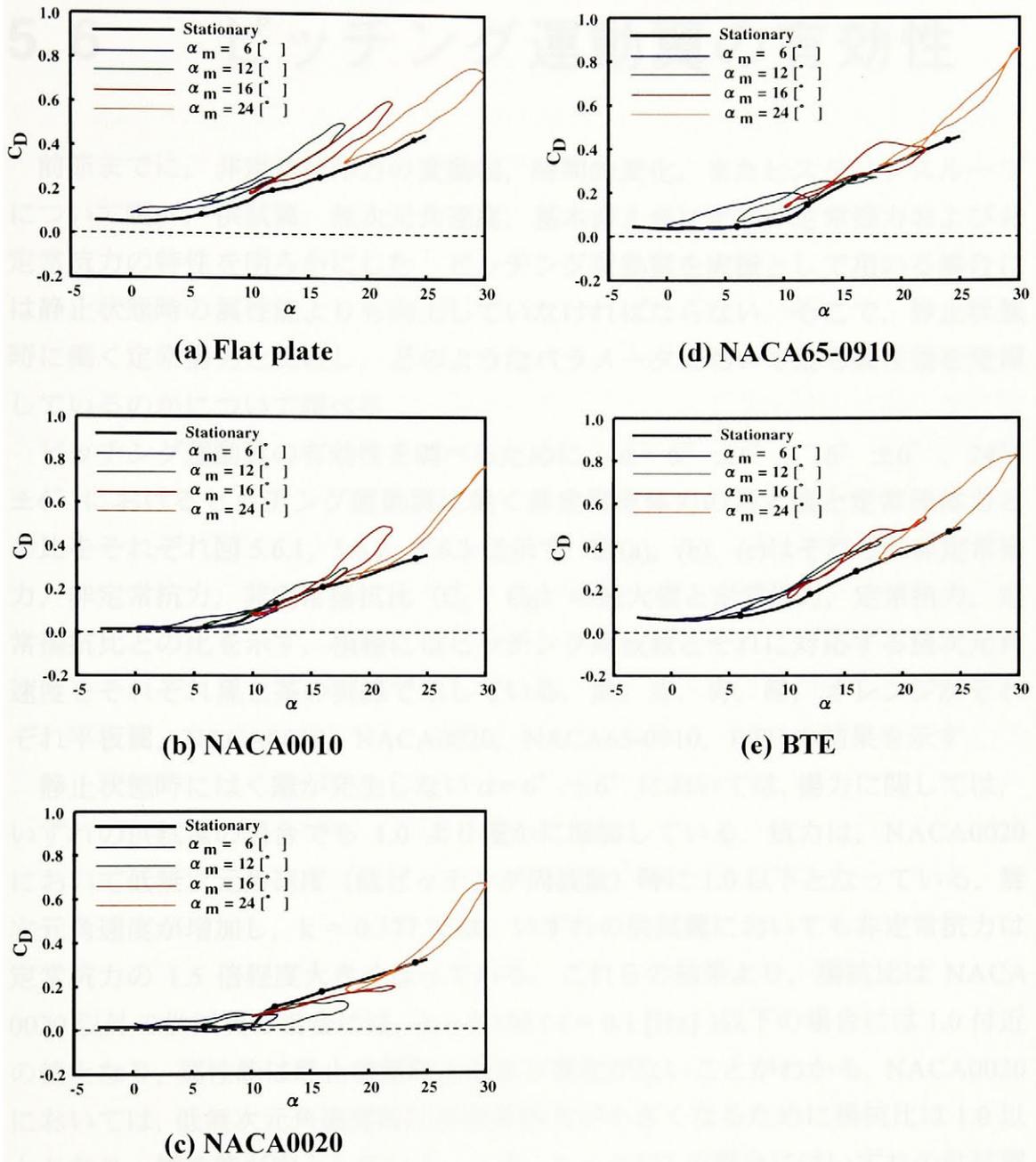


Fig. 5.5.6 Hysteresis loop of dynamic drag acting on a pitching airfoil ($Re = 4.0 \times 10^4$, $k = 0.377$)

5.6 ピッチング運動翼の有効性

前節までに、非定常流体力の変動幅、時間的变化、またヒステリシスループについて調べ、供試翼、無次元角速度、基本迎え角による非定常揚力および非定常抗力の特性を明らかにした。ピッチング運動翼を実機として用いる場合には静止状態時の翼性能よりも向上していなければならない。そこで、静止状態時に働く定常揚力と比較し、どのようなパラメータにおいて最も翼性能を発揮しているのかについて調べる。

ピッチング運動翼の有効性を調べるために、 $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ 、 $16^\circ \pm 6^\circ$ 、 $24^\circ \pm 6^\circ$ におけるピッチング運動翼に働く非定常流体力の最大値と定常流体力との比をそれぞれ図 5.6.1, 5.6.2, 5.6.3 に示す。図(a), (b), (c)はそれぞれ非定常揚力、非定常抗力、非定常揚抗比 (C_L / C_D) の最大値と定常揚力、定常抗力、定常揚抗比との比を示す。横軸にはピッチング周波数とそれに対応する無次元角速度をそれぞれ黒と茶の実線で示している。黒、赤、青、緑、オレンジがそれぞれ平板翼、NACA0010, NACA0020, NACA65-0910, BTE の結果を示す。

静止状態時にはく離が発生しない $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ においては、揚力に関しては、いずれの供試翼の場合でも 1.0 より僅かに増加している。抗力は、NACA0020 において低無次元角速度（低ピッチング周波数）時に 1.0 以下となっている。無次元角速度が増加し、 $k = 0.377$ では、いずれの供試翼においても非定常抗力は定常抗力の 1.5 倍程度大きくなっている。これらの結果より、揚抗比は NACA 0020 以外の供試翼の場合には、 $k = 0.126$ ($f = 0.1$ [Hz]) 以下の場合には 1.0 付近の値となり、翼性能は静止状態時とあまり変化がないことがわかる。NACA0020 においては、低無次元角速度時に非定常抗力が小さくなるために揚抗比は 1.0 以上となり、翼性能が向上している。一方、 $k = 0.377$ の場合にはいずれの供試翼においても揚抗比が 1.0 以下となることから翼性能が静止状態時に比べ、低下していることがわかる。

静止状態時にはく離が発生した直後の $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ においては、いずれの供試翼においても無次元角速度が増加するにつれ、非定常揚力と準定常揚力の比は大きくなっている。また、これと同様に非定常抗力と準定常抗力の比も増加している。しかしながら、NACA0020 の $k = 0.377$ の場合には 1.0 以下となる。その結果、NACA 0020, $k = 0.377$ の場合には揚抗比が大きく増加していること

がわかる。

静止状態時に翼前縁から完全にはく離が発生している $\alpha = 24^\circ \pm 6^\circ$ においても $k = 0.377$ 付近では、非定常揚力と準定常揚力の比は大きくなっており、また同様に非定常抗力と準定常抗力の比も増加している。その結果、揚抗比もほぼ 1.0 付近の値となっている。NACA0020, $k = 0.377$ の場合に 1.5 程度の値となっているが、これは非定常揚力が非常に大きな値となるためであり、非定常抗力も 1.5 程度となっていることから翼性能が向上したとは言い難い。

従って、これらの結果より、静止状態時にはく離が発生しない $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$ においては、無次元角速度が小さい場合には、ピッチング運動翼の性能は定常時の性能とほとんど変わらないが、無次元角速度が大きい場合には、定常時の性能よりも低下することがわかる。一方、静止状態時にはく離が発生した直後の $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ においては、無次元角速度が増加するにつれ、非定常揚力と定常揚力の比も次第に増加することから、揚力特性に関しては向上することがわかった。また、NACA0020, $k = 0.377$ の場合には非定常揚力は定常揚力の 2.5 倍程度大きくなり、さらに、非定常抗力が定常抗力に比べ、0.8 倍程度となることから、揚抗比も 2.5 倍程度増加し、翼性能が非常に増加することがわかる。静止状態時に翼前縁から完全にはく離が発生している $\alpha = 24^\circ \pm 6^\circ$ においても $k = 0.377$ の場合には非定常揚力と定常揚力の比が増加するものの、それに伴い非定常抗力と定常抗力の比も増加することから定常時の性能とほぼ同じとなる。すなわち、翼のピッチング運動により揚力性能を向上させるには、静止状態時のはく離点直後において高無次元角速度でのピッチング運動が有効であることがわかる。

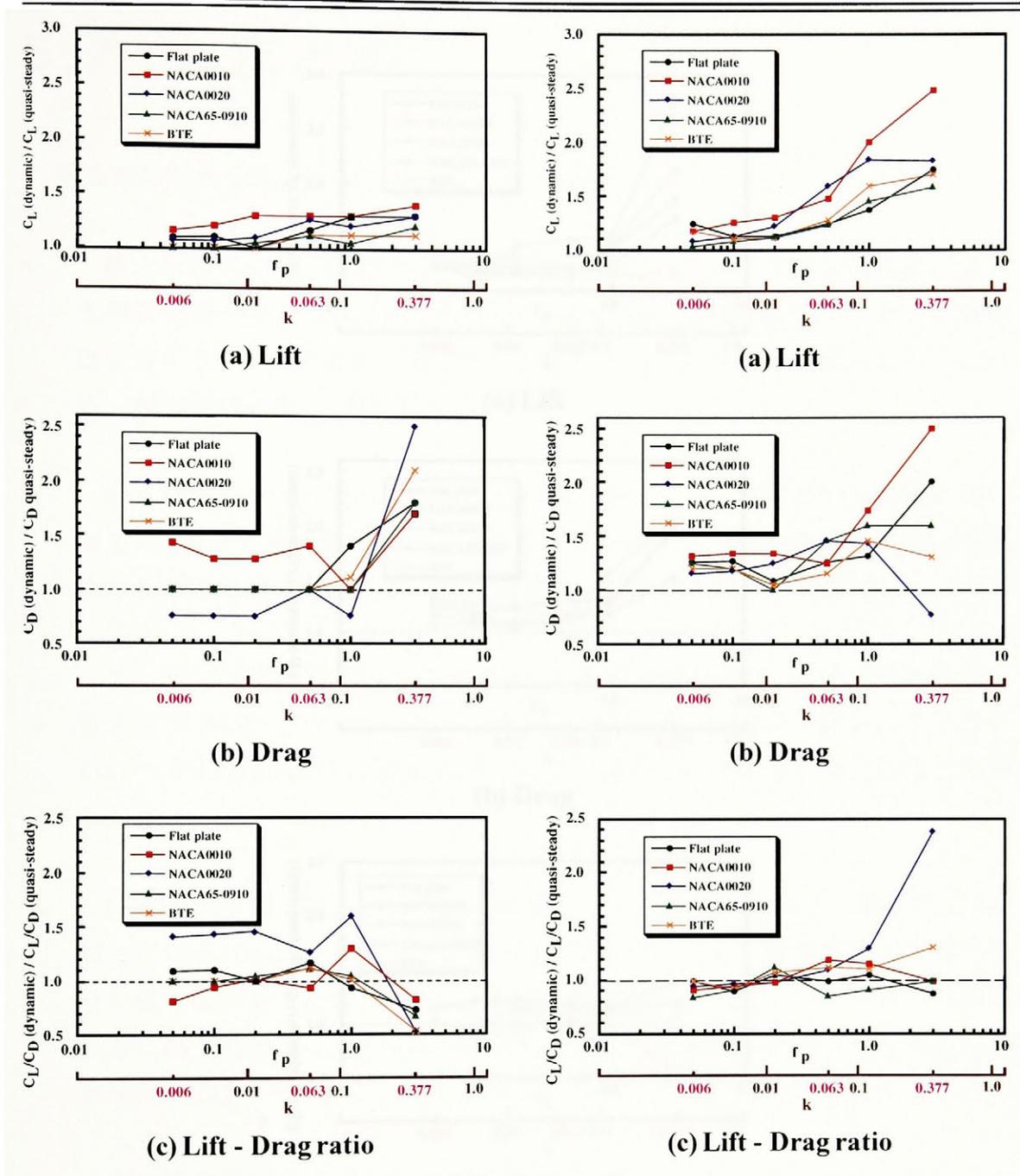


Fig. 5.6.1 Ratio of lift, drag and lift - drag ratio between dynamic and quasi - steady condition at $\alpha = 6^\circ \pm 6^\circ$

Fig. 5.6.2 Ratio of lift, drag and lift - drag ratio between dynamic and quasi - steady condition at $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$

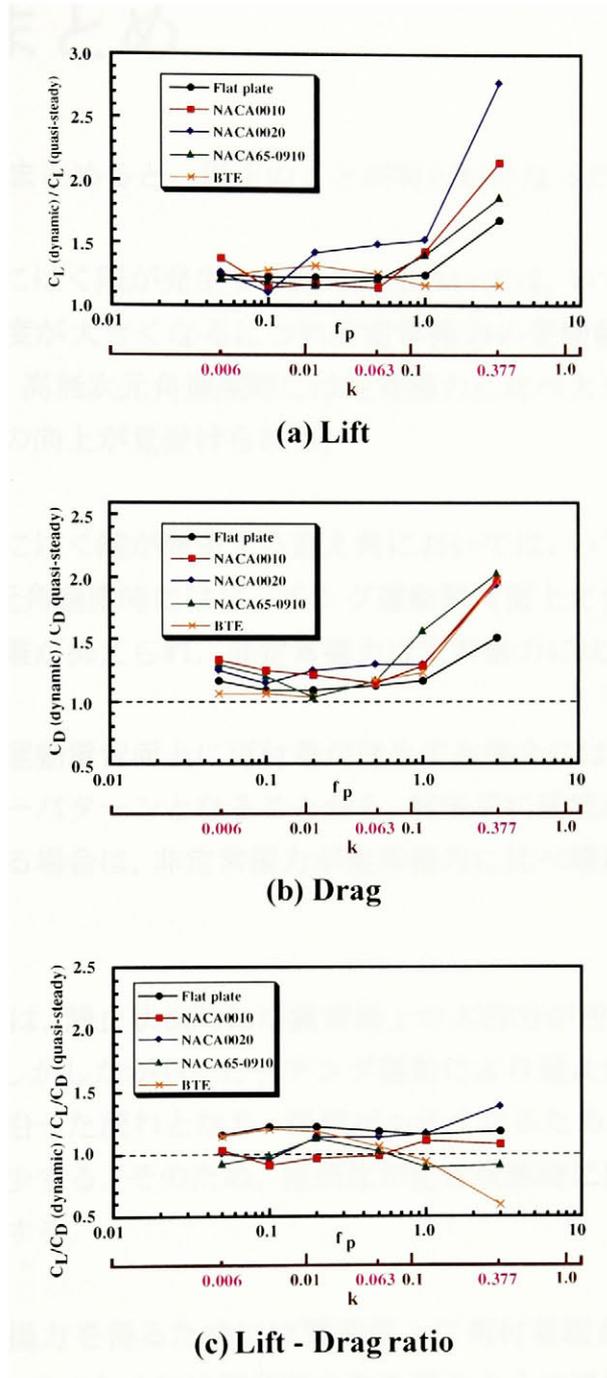


Fig. 5.6.3 Ration of lift, drag and lift - drag ratio between dynamic and quasi - steady condition at $\alpha = 24^\circ \pm 6^\circ$

5.7 まとめ

第5章の結果をまとめると、以下のことが明らかになった。

1. 静止状態時にはく離が発生する迎え角においては、いずれの供試翼の場合も無次元角速度が大きくなるにつれ非定常揚力の変動幅およびその平均値は大きくなり、高無次元角速度時には定常揚力に比べ大きく増加することから、揚力特性の向上が見受けられる。
2. 静止状態時にはく離が発生する迎え角においては、いずれの供試翼においても、高無次元角速度時にはピッチング運動翼背面上に生成される再付着現象によりはく離が抑えられ、非定常揚力は定常揚力に比べ増加する。
3. ピッチング運動翼背面上に再付着が発生する場合には、翼後流に渦塊が生成されるフローパターンとなることから、翼後流に渦塊が生成されるフローパターンとなる場合は、非定常揚力が定常揚力に比べ増加するということがわかる。
4. NACA0020 は、静止状態時には翼背面上の大部分が逆流域に覆われ、はく離している。しかしながら、ピッチング運動により迎え角増加時に翼前半部分が翼背面に沿った流れとなり、後流が小さくなるため、非定常抗力は定常抗力に比べ減少する。そのため、揚抗比が定常状態時に比べ大きく増加し、翼性能が向上する。
5. 高い非定常揚力を得るためには翼背面上に再付着現象を発生させることが効果がある。そのためには翼背面全体を覆うように再循環渦が成長する前縁先端の尖ったBTEが有効である。

第6章 渦法によるピッチング運動翼まわりの流れ場解析

前章までに、ピッチング運動翼まわりの流れ場の可視化および非定常流体力測定を実験により行った。その結果、高無次元角速度のピッチング運動翼に発生する再付着現象が非定常揚力に強く影響していることがわかった。また、シュリーレン可視化実験結果より、再付着現象の再循環渦は離散的はく離渦が主要となり形成していることがわかった。

そこで、本研究では、ピッチング運動翼まわりの流れ場を数値解析により捉えることにより、その構造の詳細を調べることを目的とする。具体的には、可視化実験、および流体力測定実験から特徴的な現象が得られた、NACA65-0910, BTE を対象に $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ において、 $k = 0.377$ でピッチング運動を行う翼まわりの流れ場を解析することにより離散的はく離渦、再付着現象および渦塊の構造について調べ、またこれらが非定常流体力に及ぼす影響を実験結果と比較・検討することにより調べる。

数値計算法は、格子生成が不要、アルゴリズムが簡単明瞭、数値安定性が良いとして知られている高精度渦法を用いる。

6.1 高精度渦法

6.1.1 渦法の概要

渦法 (Vortex method) とは、流れ場の渦度の分布を多数の微小渦要素によって離散的に表し、渦度方程式を数値的に解いて各渦要素の渦度変化を時々刻々捉えながら流れに乗った渦要素の移動を追跡することにより、流れをタイムスプリットの非定常解析するものである。

本研究で用いた高精度渦法⁽⁶⁴⁾⁽⁶⁵⁾⁽⁶⁶⁾⁽⁶⁷⁾⁽⁶⁸⁾⁽⁶⁹⁾は、

1. 流れ場の格子生成が必要でない。
 2. RANS 型乱流モデルを必要としない。
 3. 移動境界条件の導入が極めて容易である。
 4. 許容計算精度に応じて便宜的に簡略化したスキームを用い、計算負荷を下げ計算速度の向上を計ることができる。
 5. 渦要素と同様な取り扱いにより、混相流や熱を取り扱うことができる。
- などの扱い易い特徴を持つことから、これまでに工学の様々な分野に関連する流れの理解に利用されてきている。

6.1.2 渦法の基礎式

二次元の非圧縮流れを対象とする渦法の基礎式は以下のように表される。

①ラグランジュ系における渦度輸送方程式

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = (\omega \cdot \text{grad}) u + \nu \nabla^2 \omega \quad (6.1.1)$$

②渦度の定義式 ($\omega = \text{rot } u$) のベクトル積分形である Biot - Savart 式

$$u(\mathbf{r}) = \int_V \omega_0 \times \nabla_0 G dV - \int_S [(\mathbf{n}_0 \cdot \mathbf{u}_0) \nabla_0 G + (\mathbf{n}_0 \times \mathbf{u}_0) \times \nabla_0 G] dS \quad (6.1.2)$$

③移流式

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{u} \quad (6.1.3)$$

④圧力ポアソン方程式のベクトル積分形である圧力積分方程式

$$H + \int_s H \left(\frac{\partial G}{\partial n} \right)_0 ds_0 = - \int_v \nabla_0 G \cdot (u \times \omega_0) dv_0 - \int_s \left\{ G_0 \cdot n_0 \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_0 + \nu (\nabla_0 G \times \omega_0) \cdot n_0 \right\} dS_0 \quad (6.1.4)$$

ただし,

$$G = - \frac{1}{2\pi} \ln R$$

$$R = |R| = |r - r_0|$$

$$H = \frac{P}{\rho} + \frac{u^2}{2}$$

n_0 : 境界面法線単位ベクトル

式(6.1.2)より, 任意位置の流速 u が数値積分により計算され, これらの値を用いて微小時間 dt の間の渦度変化 $d\omega$ と変位 dr がそれぞれ式(6.1.1)および(6.1.3)より計算される. この手順を時間進行で繰り返しながら, ラグランジュ的に渦要素の移流と渦度の拡散を刻々追跡することにより, 流れ場が計算される.

なお, 任意の時刻に境界面上を含む流れ場内の任意の点の圧力を計算する場合には, 式(6.1.4)よりその時刻における渦度要素の分布と流速分布の数値積分から求められるが, 渦法では流れ場の計算が式(6.1.2)から(6.1.3)に基づいて渦度と流速について行われるため, 必ずしも圧力計算を行う必要がないことが渦法のもう一つの特色である.

渦法における数値計算手順の概略を図6.1.1に示す. この際の数値的取り扱いには, 時間進行的に $d\omega$ に対しては一次のオイラー法, dr に対しては二次の Adams - Bashforth 法が多く用いられ, それぞれ次式で表される.

$$d\omega = (\omega \cdot \text{grad}) u dt + \nu \nabla^2 \omega dt \quad (6.1.5)$$

$$dr = r_0(t) + \{ 1.5 u(t) - 0.5 u(t - dt) \} dt \quad (6.1.6)$$

式(6.1.5)の右辺第一項は三次元流れにおける伸縮による渦度の変化を表し, 二次元流れの場合には0となる. また, 式(6.1.5)の右辺第二項は渦度の粘性拡散を表し, この数値的な取り扱いには core spreading 法を用いる.

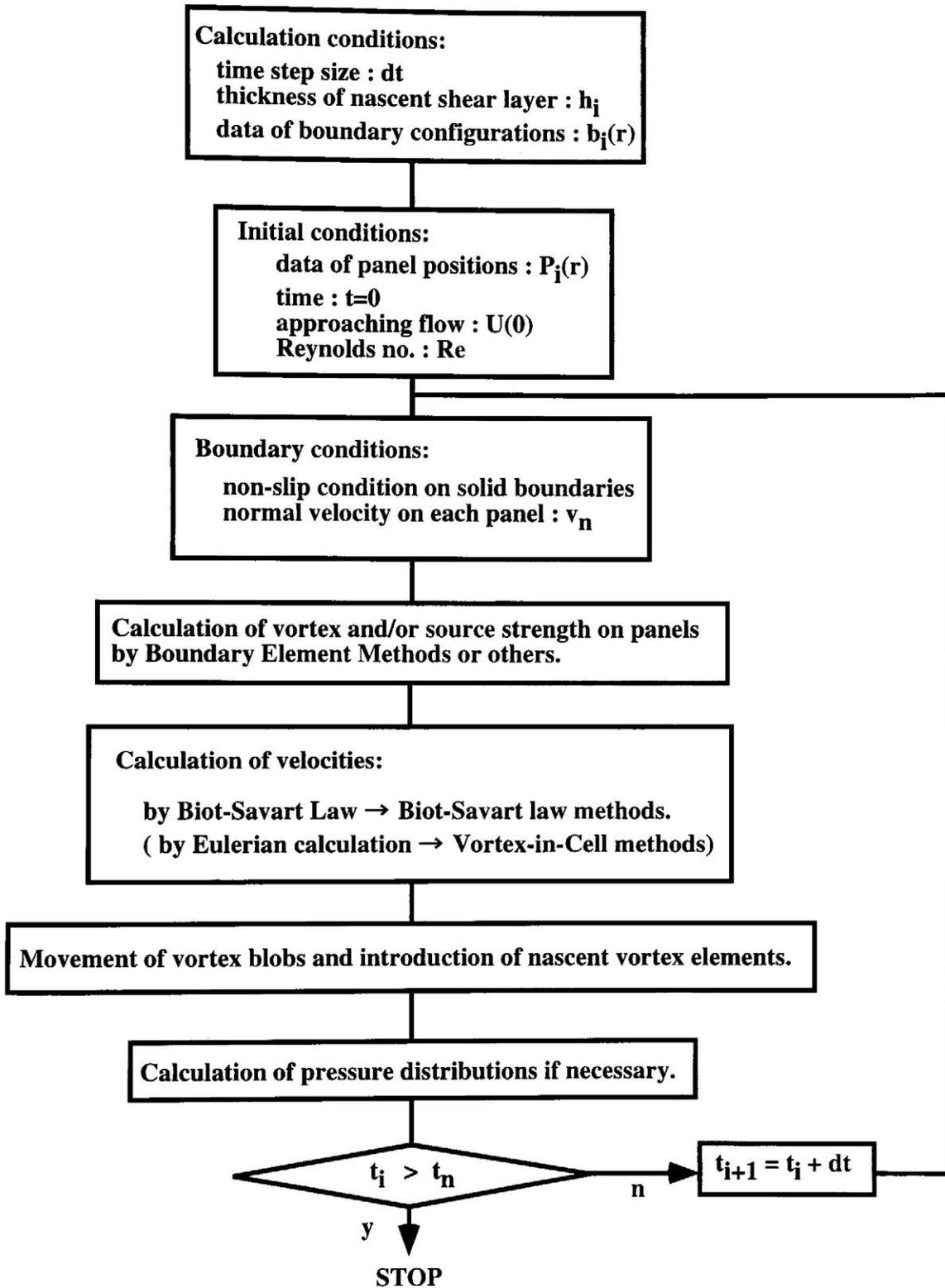


Fig. 6.1.1 Outline of calculation procedure

6.1.3 渦要素の導入

これまでの渦法では、境界層近似を全く導入せず、物体表面上に分布する渦度を全て渦要素に置き換えて流れ場の解析を行う方法で、はく離点不定の流れの解析に数多く適用されてきた。本研究の計算手法では、流れ場に存在する渦度を空間的に数値積分として取り入れることで、境界層はく離やはく離渦の形成などが自然な流れ現象として解析される。従って、壁面上の境界層の発達やはく離位置の解析およびはく離せん断層の渦度の導入などを改めて行う必要がなく、人為的なモデル化が少ないため、高精度な解析が可能である。

渦法においては1ステップ当たりの計算量は渦度要素の総数の2乗に比例するため、全てのパネルから渦を導入する従来の手法では計算負荷の増大を招き、計算負荷が比較的小さいという渦法の特徴を損なう一面があった。そこで、本研究では、亀本ら⁽⁶⁵⁾⁽⁶⁶⁾が提案した物体の極近傍に存在する渦度の移流拡散といった挙動をより直接的に取り扱う手法を用いる。この方法では、パネル上での(滑り)速度を認めるためマトリックス計算における精度を落とさずに済み、渦度要素の導入もある条件を満たしたパネルからのみ行うため、流れ場に導入する要素数を制限することができるといった利点がある。以下に、この手法の具体的な計算手順について述べる。

まず、物体面上極近傍のある高さ h にパネルを配置し、図 6.1.2 に示すようなパネルと物体に囲まれた領域 ABCD 内に存在する渦度の移流拡散を考える。パネル外領域は従来の通り解析を行いパネル端点における流速を求めるが、この時パネル内領域の速度勾配を適当に近似し、領域 ABCD 内の連続の条件を考える。速度勾配を図 6.1.2 に示すように直線速度勾配と仮定すれば、AD 面における境界上の法線方向速度成分 V_n は、

$$V_n = \frac{1}{s_i} \left(\frac{h_{i+1} u_{i+1}}{2} - \frac{h_i u_i}{2} \right) \quad (6.1.7)$$

と表される。ただし、 u 、 h はパネル端点における流速および壁面からの高さで、 s_i はパネルの幅である。このように AD 面において垂直方向速度成分 V_n を境界条件として持つことで、パネル内領域の連続の条件を満足すると同時に物体面上での滑りなし条件を与えることができる。

ところで、上で求めた法線方向速度成分 V_n は領域 ABCD 内に存在する渦度の AD 面における移流速度を示しているが、一方この領域内の渦度は同時に粘性に

よる拡散も生じる. この粘性拡散の挙動に関しては従来手法と同様に Rayleigh 問題を用いてモデル化する. 微小時間間隔 Δt の間に発達する Rayleigh 境界層の排除厚さ δ_{Ray} は,

$$\begin{aligned} \delta_{\text{Ray}} &= \int_0^\infty \frac{U_0 - U}{U_0} dy \\ &= 1.136 \sqrt{\nu t} \\ &= c \sqrt{\nu t} \end{aligned} \tag{6.1.8}$$

で表される. この式を微分すると,

$$\begin{aligned} \delta_{\text{Ray}}^2 &= c^2 \nu t \\ 2 \delta_{\text{Ray}} \frac{d \delta_{\text{Ray}}}{dt} &= c^2 \nu \\ \therefore \frac{d \delta_{\text{Ray}}}{dt} &= \frac{c^2 \nu}{2 \delta_{\text{Ray}}} \end{aligned}$$

となるから, 領域 ABCD 内の渦度の AD 面における拡散速度 V_{spread} は次のよう

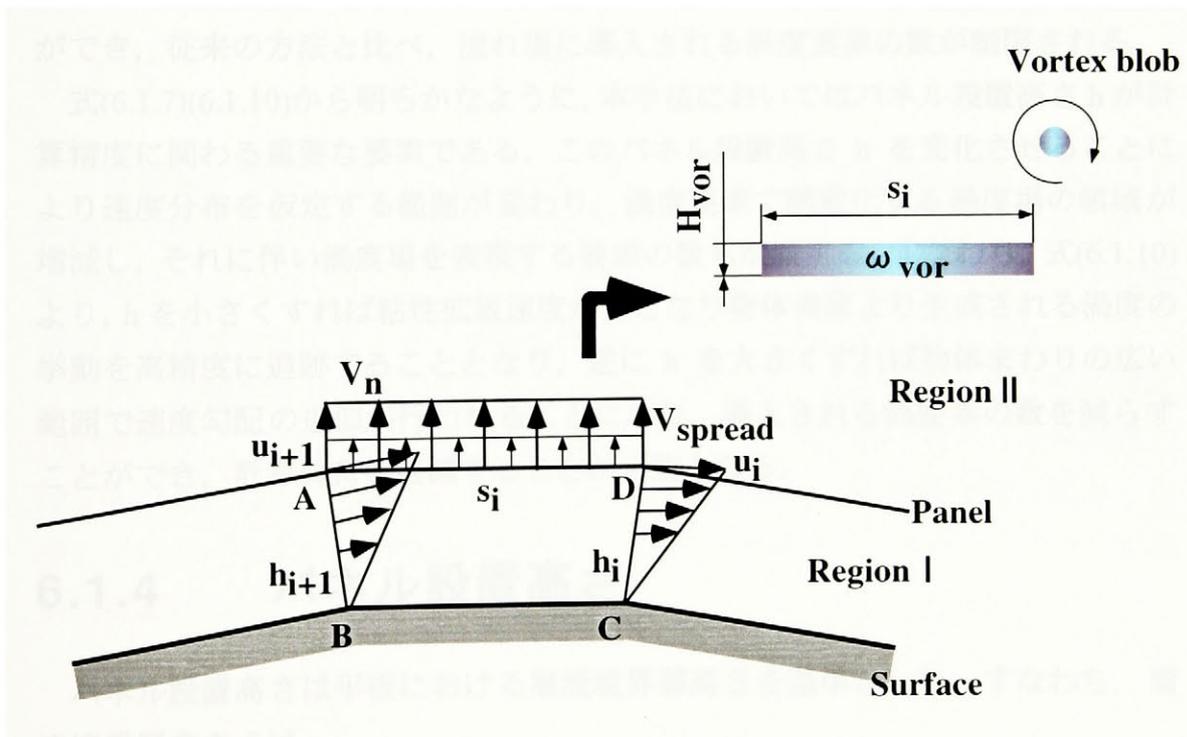


Fig. 6.1.2 The mechanism of the nascent vorticity element

に表される.

$$V_{\text{spread}} = \frac{c^2 v}{2 h} \quad (6.1.9)$$

$$\text{ただし, } c = 1.136, \quad h = \frac{1}{2} (h_{i+1} + h_i) \quad (6.1.10)$$

ここで, V_n と V_{spread} の和は AD 面における渦度の流出速度を示しており, これが正, すなわち,

$$V_n + V_{\text{spread}} > 0 \quad (6.1.11)$$

であるときのみ, 渦要素を導入するものとする. 導入される渦要素はパネル高さの位置を底辺とする高さ H_{vor} , 幅 s_i の矩形渦度要素となり, またその渦度 ω_{vor} は領域 ABCD 内の渦度が一様に分布するものとして, それぞれ次のように表される. ここで, Δt はタイムステップとする.

$$H_{\text{vor}} = (V_n + V_{\text{spread}}) \Delta t \quad (6.1.12)$$

$$\omega_{\text{vor}} = \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{u_i + u_{i+1}}{2} \frac{1}{\frac{(h_i + h_{i+1})}{2} + H_{\text{vor}}} \quad (6.1.13)$$

この導入法を用いることで, 渦度要素が導入されるパネルとされないパネルができ, 従来の方法と比べ, 流れ場に導入される渦度要素の数が制限される.

式(6.1.7)(6.1.10)から明らかなように, 本手法においてはパネル設置高さ h が計算精度に関わる重要な要素である. このパネル設置高さ h を変化させることにより速度分布を仮定する範囲が変わり, 渦度要素で離散化する渦度場の領域が増減し, それに伴い渦度場を表現する要素の数も増減する. すなわち, 式(6.1.10)より, h を小さくすれば粘性拡散速度が大となり物体表面より生成される渦度の挙動を高精度に追跡することとなり, 逆に h を大きくすれば物体まわりの広い範囲で速度勾配の近似が行われることになり, 導入される渦要素の数を減らすことができ, 計算負荷を軽減することが可能となる.

6.1.4 パネル設置高さ

パネル設置高さは平板における層流境界層高さを基準とした. すなわち, 層流境界層高さ δ は,

$$\delta = 5.0 \times \sqrt{\frac{x v}{U_\infty}} \quad (6.1.14)$$

ここで、 x は平板前縁からの距離であり、これを無次元化すると、

$$\bar{\delta} = 5.0 \times \sqrt{\frac{\bar{x}}{\text{Re}}} \quad (6.1.15)$$

となり、 $\bar{x} = 1$ の位置を基準にしてパネル設置高さ dh を

$$dh = 5.0 \times \sqrt{\frac{1}{\text{Re}}} \quad (6.1.16)$$

と設定した。パネル設置高さは境界層の発達にある程度従って徐々に厚くしていくのが望ましく、式 (6.1.15) の x をそのまま翼前縁より翼表面に沿って取った座標 x_c として、

$$dh = c_h \times 5.0 \times \sqrt{\frac{x_c}{\text{Re}}} \quad (6.1.17)$$

と設定する方法もある。ここで、 $0 < c_h \leq 1$ の適当な係数で、 $c_h = 1$ のときはほぼポテンシャル流れに近い流れが得られ、 c_h を小さくするにつれ、より高精度な解が得られる。本数値解析では、境界層厚さを一定 $x_c = 1.0$ とし、また、境界層近傍を高精度に捉えるために $c_h = 0.006$ とし、パネル設置高さを $dh = 0.005$ と非常に小さくした。

6.1.5 計算パラメータ

本数値解析では、3章の可視化実験、また5章の非定常流体力測定実験で最も特徴的な現象および非定常揚力が発生する $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ 、 $k = 0.377$ で行った。供試翼は NACA65-0910 と BTE の2種類を用いた。計算領域はピッチング運動翼の6弦長後方までである。本数値解析のパラメータを表 6.1.1 に記す。

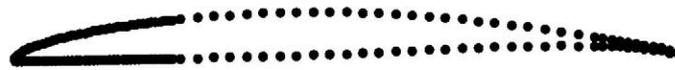
また、数値解析で用いた NACA65-0910 と BTE のパネル枚数はそれぞれ 160, 165 枚である。設置パネルは、不等間隔に設置する。翼前縁の流れ場を高精度に捉えるために細かく設置し、後縁に進むにつれ粗くし、最後縁で再び細かく設置している。図 6.1.3 に NACA65-0910 と BTE の計算モデルを示す。また、数値解析におけるパラメータを表 6.1.2 に記す。

Table 6.1.1 Parameters for numerical simulation

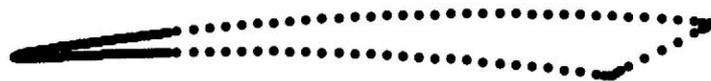
Airfoil	NACA65-0910 BTE
Re	4.0×10^3
k	0.377
$\alpha_m [^\circ]$	16
$A [^\circ]$	± 6
The center of pitching motion	1/2

Table 6.1.2 Parameters for vortex elements

n	NACA65-0910 \rightarrow 160 (Suction surface \rightarrow 80) (Pressure surface \rightarrow 80) BTE \rightarrow 165 (Suction surface \rightarrow 80) (Pressure surface \rightarrow 73) (Trailing edge \rightarrow 12)
dh	0.005
dt	0.025



(a) NACA65-0910



(b) BTE

Fig. 6.1.3 Calculation model of pitching airfoils

6.2 数値解析結果

6.2.1 ピッチング運動翼まわりの流れ場の構造（可視化実験結果との比較）

6.2.1.1 ピッチング運動翼近傍の流れ場の構造

本数値解析では、ピッチング 10 周期分の計算を行った。その結果、両翼の場合ともピッチング 1 周期目は始動渦が発生し、ピッチング 2 周期目からはほぼ周期的なフローパターンとなることを確認した。

$\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$ におけるピッチング運動を行う NACA65-0910 の翼近傍のフローパターンの数値解析結果を図 6.2.1 に示す。図(a)が下死点、図(b)(c)が迎え角増加時、図(d)が下死点、図(e)が迎え角減少時の結果を示す。数値解析結果の赤、青の点はそれぞれ時計回転、反時計回転の渦を表している。

下死点から迎え角増加時にかけては、翼前縁からはく離流脈が翼背面に沿っており、形成される逆流域が小さくなっている様子が確認できる。迎え角が増加するにつれ、翼背面上のはく離流脈が不安定になる様子が数値解析結果でも明確に捉えられている。この時、境界層近傍においては、翼後縁からの反時計回転の渦が翼前縁からはく離流脈と翼背面の間を翼前縁に向かって逆流している。そのために翼背面上には不安定波が形成されていることがわかる。上死点においては、可視化実験結果と同様に不安定波は時計回転の渦を形成し、翼背面に再付着している。この時に、翼前縁からの時計回転の渦が背面上を逆流してきた反時計回転の渦を巻き込んで成長していることがわかる。また、翼背面後半部では再びはく離し、背面上を逆流してきた渦を巻き込んで時計回転の渦となっている。迎え角減少時には再付着渦が翼背面から離れ、翼背面は大規模な逆流域に覆われている。

渦法を用いた数値解析では、低無次元角速度時に翼前縁/後縁より次々に発生する小規模スケールの離散的はく離渦を捉えることはできなかった。しかしながら、高無次元角速度時に大規模スケールを持つ離散的はく離渦や再循環渦は再現できることがわかった。このことから、通常使用できる程度の精度をもつ渦法では、捉えることのできる渦のスケールに限界があることがわかった。

$\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$ におけるピッチング運動を行う BTE の翼近傍のフローパターンの数値解析結果を図 6.2.2 に示す。

下死点においては、可視化実験結果では、完全に翼背面に沿った流れとなっているが、数値解析結果では、完全に翼背面には沿っておらず、翼背面上に反時計回転の渦が存在している。本数値解析では、パネル設置高さを非常に小さくとっているが、翼背面上の境界層近傍を逆流する反時計回転の渦が大きく捉えられていると考えられる。迎え角が増加するにつれ、翼前縁からはく離流脈は時計回転の渦を形成し、翼背面に再付着している様子が数値解析からも捉えられている。この再付着渦は可視化実験結果と同様に NACA65-0910 に比べ小さい迎え角で形成される様子が捉えられているものの、可視化実験結果に比べ大きい。また、可視化実験結果では、翼背面後半部は完全に付着した流れとなっているが、数値解析結果では翼背面後半部からも渦が発生している。上死点においては、可視化実験結果では再循環渦が完全に翼背面を覆っていた。数値解析結果では、完全には覆ってはいないものの、翼前縁からの渦が翼背面に向かって移動しており、翼背面を覆うような構造となっている様子が捉えられている。

BTE の場合には、翼背面上の流れ場の構造がよく似たフローパターンとなっているが、NACA65-0910 に比べると一致していない点が多い。渦法では、パネル設置幅が粗い場合にはその数値解が正確に捉えられないということが知られている。本解析では、パネルを 165 枚設置している。2次元翼の計算では、通常 100 枚程度であることから十分なパネル枚数であると考えられる。実際に、NACA65-0910 では 160 枚パネル枚設置しており、可視化実験結果に近いフローパターンが捉えられている。しかしながら、BTE の場合には、翼前縁先端が尖った特殊な形状をしており、NACA65-0910 に比べ翼前縁近傍における流れ場の動的挙動が大きく変化する。そのために、パネルを十分に細かく設置しなければ、その挙動を正確に捉えることが困難となり、その影響は翼後縁側の渦の挙動にまで伝わる。このことから、本数値解析において、再循環渦が大きいことや再循環渦の後方に渦が発生する結果となった原因は、BTE の翼前縁のパネル間隔が十分に細くなかったのではないかと考える。従って、BTE のように翼前縁先端が尖った形状の供試翼まわりの流れ場を高精度に捉えるためには、NACA65-0910 のように翼前縁に丸みを持った供試翼に比べ、さらに密にパネルを設置する必要があると考える。

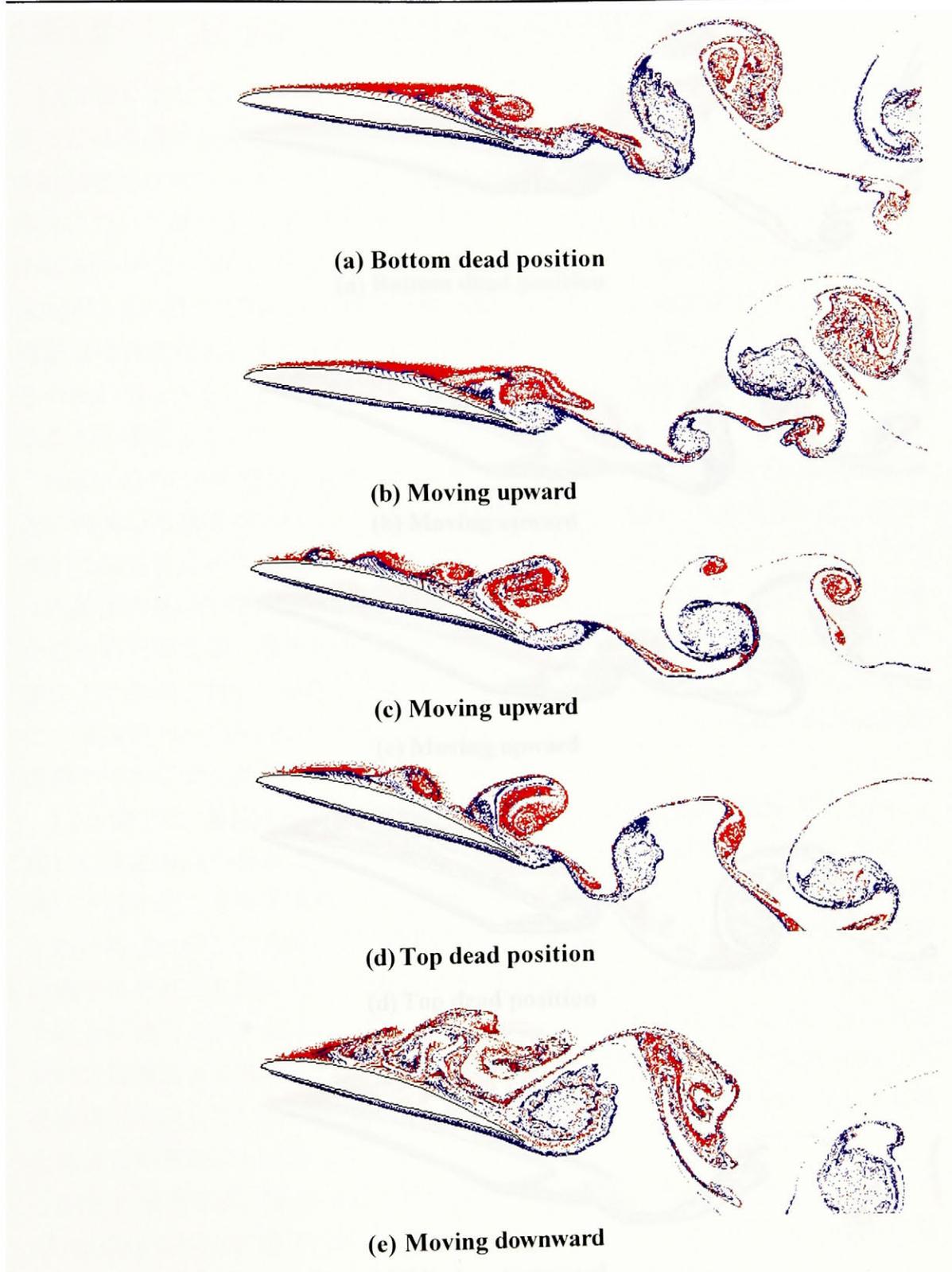


Fig 6.2.1 Flow patterns around a pitching airfoil (NACA65-0910, $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

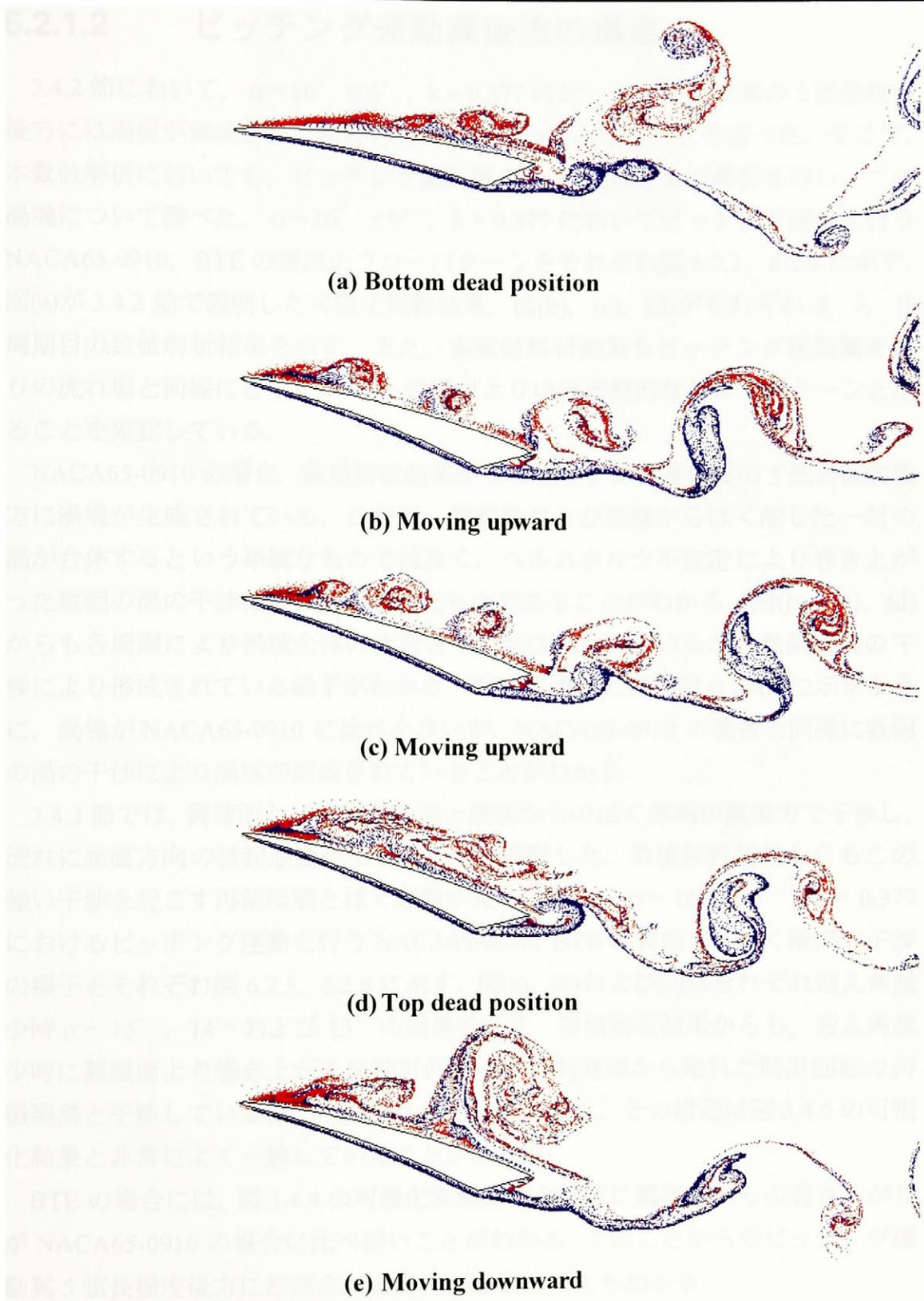


Fig 6.2.2 Flow patterns around a pitching airfoil (BTE, $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

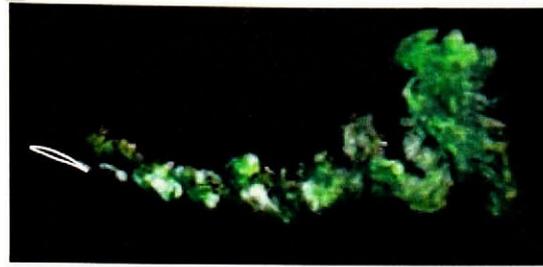
6.2.1.2 ピッチング運動翼後流の構造

3.4.2 節において、 $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ 、 $k = 0.377$ のピッチング運動翼の 5 弦長程度後方には渦塊が形成される独特のフローパターンとなることを述べた。そこで、本数値解析においても、ピッチング運動翼の 6 弦長後方まで解析を行い、この渦塊について調べた。 $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ 、 $k = 0.377$ においてピッチング運動を行う NACA65-0910, BTE の後流のフローパターンをそれぞれ図 6.2.3, 6.2.4 に示す。図(a)が 3.4.2 節で説明した可視化実験結果、図(b), (c), (d)がそれぞれ 3, 7, 9 周期目の数値解析結果を示す。また、本数値解析結果もピッチング運動翼まわりの流れ場と同様にピッチング 2 周期目よりほぼ周期的なフローパターンとなることを確認している。

NACA65-0910 の場合、数値解析結果からもピッチング運動翼の 5 弦長程度後方に渦塊が生成されている。これは、翼前縁および後縁からはく離れた一対の渦が合体するという単純なものではなく、ヘルムホルツ不安定により巻き上がった数個の渦の干渉により形成されたものであることがわかる。図(b), (c), (d)からも各周期により渦塊全体の大きさや形状は異なっているが、数個の渦の干渉により形成されている様子がわかる。BTE の場合には、図 6.2.4(a)に示すように、渦塊が NACA65-0910 に比べ小さいが、NACA65-0910 の場合と同様に数個の渦の干渉により渦塊が形成されていることがわかる。

3.4.2 節では、翼背面からの再循環渦と腹面からはく離渦が翼後方で干渉し、流れに垂直方向の誘起速度が生じることを説明した。数値解析結果からもこの強い干渉を起こす再循環渦とはく離渦が捉えられた。 $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$ 、 $k = 0.377$ におけるピッチング運動を行う NACA65-0910, BTE の翼後方のはく離渦の干渉の様子をそれぞれ図 6.2.5, 6.2.6 に示す。図(a), (b)および(c)はそれぞれ迎え角減少時 $\alpha = 15^\circ$ 、 14° および 13° の結果を示す。数値解析結果からも、迎え角減少時に翼腹面より巻き上がる反時計回転の渦が翼背面から離れた時計回転の再循環渦と干渉している様子が捉えられている。また、その構造は図 3.4.6 の可視化結果と非常によく一致していることがわかる。

BTE の場合には、図 3.4.4 の可視化実験結果と同様に翼腹面からの巻き上がりが NACA65-0910 の場合に比べ弱いことがわかる。このことからピッチング運動翼 5 弦長程度後方に形成される渦塊が小さいこともわかる。



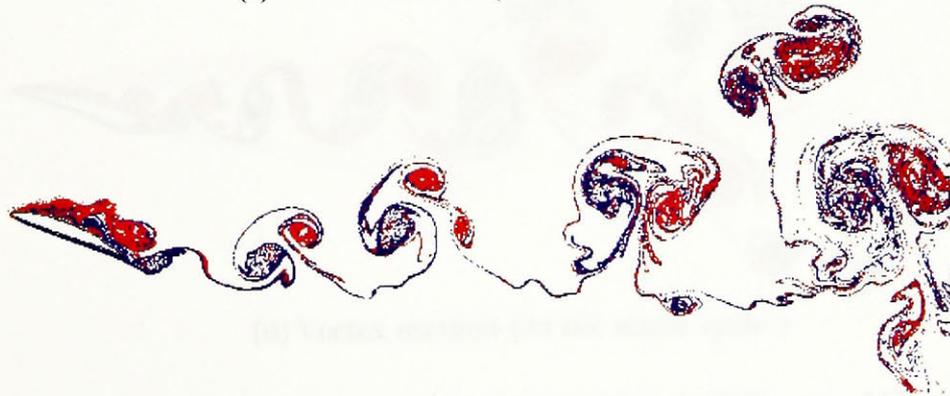
(a) flow visualization



(b) Vortex method (At the third cycle)



(c) Vortex method (At the seventh cycle)

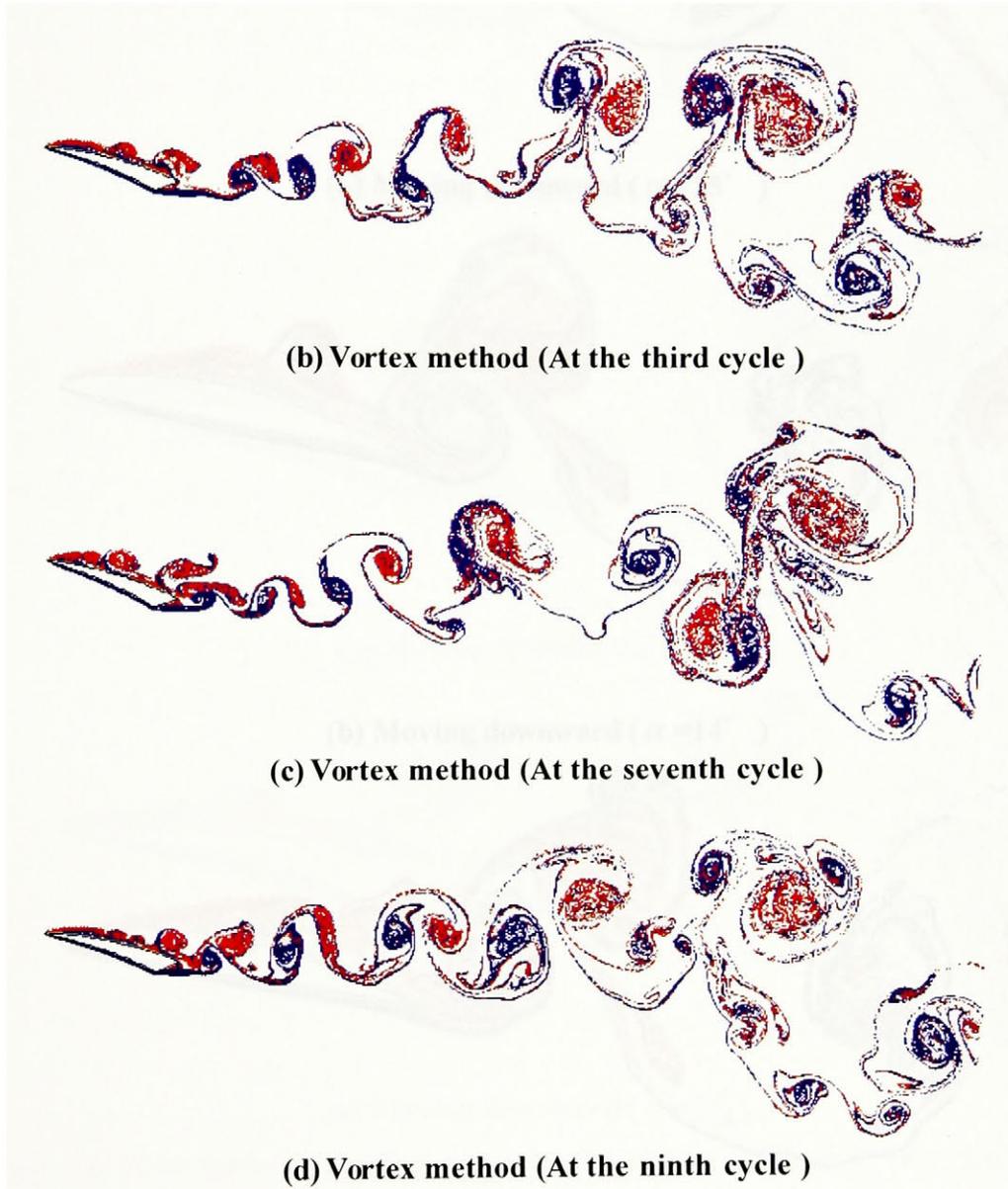


(d) Vortex method (At the ninth cycle)

Fig 6.2.3 Flow patterns behind a pitching airfoil (NACA65-0910, $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)



(a) flow visualization



(b) Vortex method (At the third cycle)

(c) Vortex method (At the seventh cycle)

(d) Vortex method (At the ninth cycle)

Fig 6.2.4 Flow patterns behind a pitching airfoil (BTE, $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

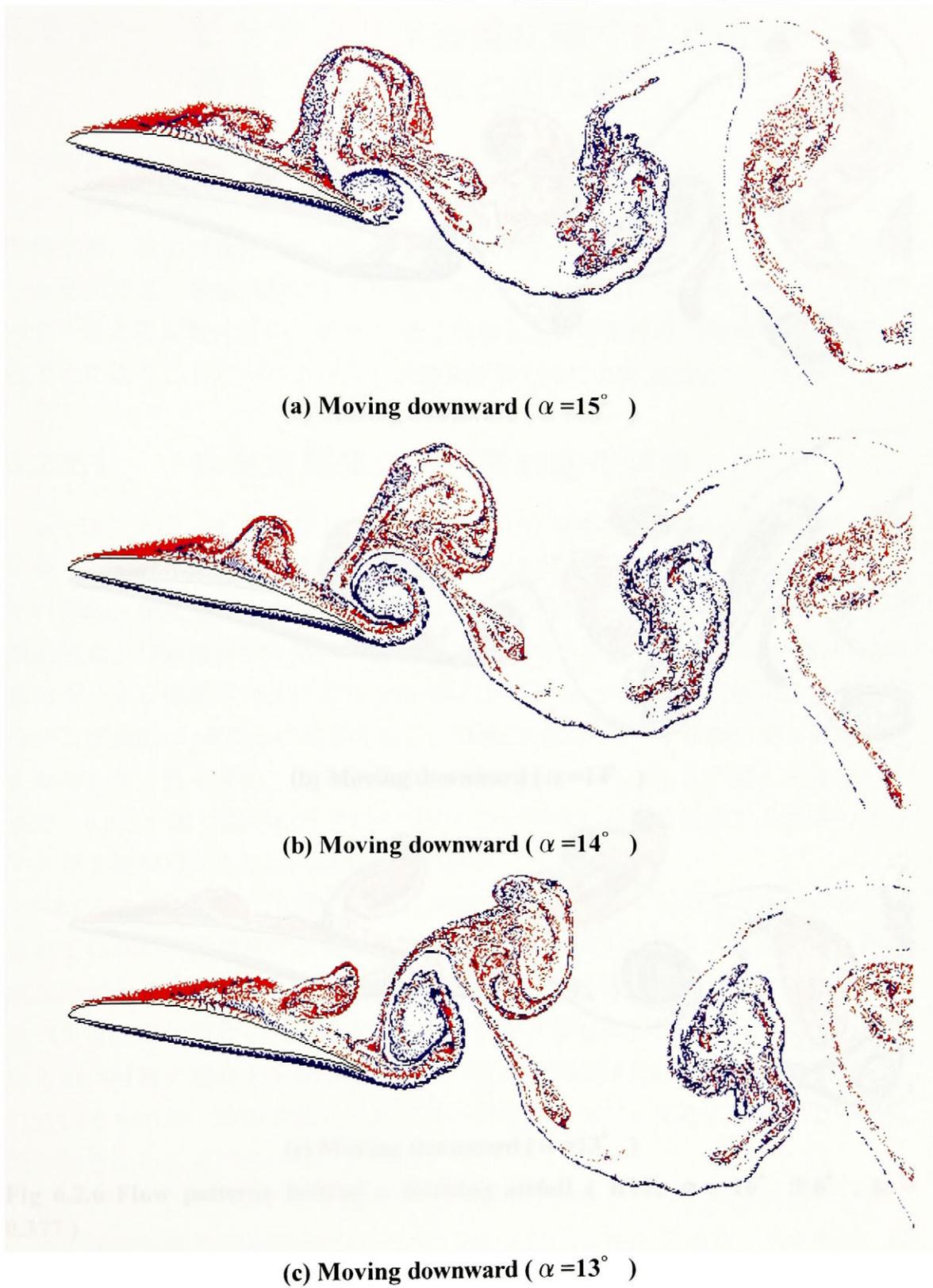
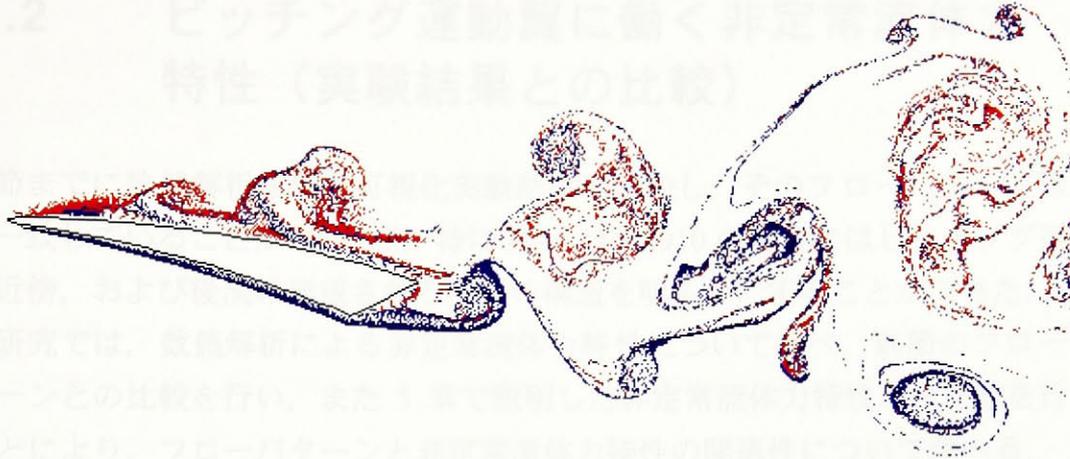
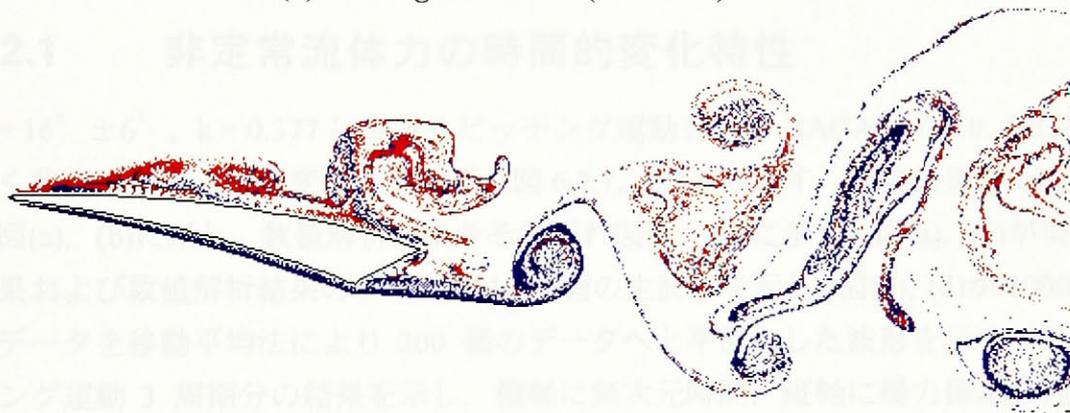


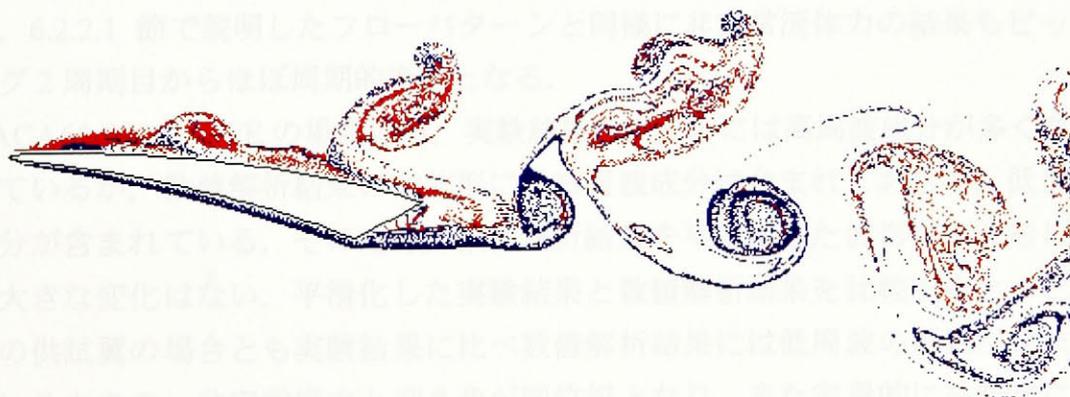
Fig 6.2.5 Flow patterns behind a pitching airfoil (NACA65-0910, $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)



(a) Moving downward ($\alpha = 15^\circ$)



(b) Moving downward ($\alpha = 14^\circ$)



(c) Moving downward ($\alpha = 13^\circ$)

Fig 6.2.6 Flow patterns behind a pitching airfoil (BTE, $\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

6.2.2 ピッチング運動翼に働く非定常流体力特性（実験結果との比較）

前節までに数値解析結果を可視化実験結果と比較し、そのフローパターンはよく一致していることがわかった。特に NACA65-0910 の場合にはピッチング運動翼近傍、および後流の形成される渦塊の構造を明らかにすることができた。

本研究では、数値解析による非定常流体力特性について調べ、前節のフローパターンとの比較を行い、また 5 章で説明した非定常流体力特性との比較を行うことにより、フローパターンと非定常流体力特性の関連性について調べる。

6.2.2.1 非定常流体力の時間的变化特性

$\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$ におけるピッチング運動を行う NACA65-0910, BTE に働く非定常揚力の時間変化をそれぞれ図 6.2.7, 6.2.8 に示す。実験結果をそれぞれ図(a), (b)に示し、数値解析結果をそれぞれ図(c), (d)に示す。図(a), (c)が実験結果および数値解析結果のデータ数 1000 個の生波形を示し、図(b), (d)が 1000 個のデータを移動平均法により 200 個のデータへと平滑化した波形を示す。ピッチング運動 3 周期分の結果を示し、横軸に無次元時間、縦軸に揚力係数、迎え角を示す。赤の実線、緑の破線がそれぞれ非定常揚力および迎え角を示す。また、6.2.2.1 節で説明したフローパターンと同様に非定常流体力の結果もピッチング 2 周期目からほぼ周期的変動となる。

NACA65-0910, BTE の場合とも、実験結果の生波形には高周波成分が多く含まれているが、数値解析結果の生波形には高周波成分は含まれておらず、低周波成分が含まれている。そのため、数値解析結果を平滑化した波形は生波形に比べ大きな変化はない。平滑化した実験結果と数値解析結果を比較すると、どちらの供試翼の場合とも実験結果に比べ数値解析結果には低周波の振動が含まれているものの、非定常揚力と迎え角が同位相となり、また定量的にも非常に近い値となることがわかる。

$\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$ におけるピッチング運動を行う NACA65-0910, BTE に働く非定常抗力の時間変化をそれぞれ図 6.2.9, 6.2.10 に示す。赤の実線、緑の破線がそれぞれ非定常抗力および迎え角を示す。

非定常抗力の場合も非定常揚力と同様に数値解析結果には低周波成分のみ含

まれており、平滑化を行った場合にも大きな違いはない。平滑化を行った実験結果と数値解析結果を比較すると、どちらの供試翼の場合とも非定常抗力と迎え角とは同位相となっているものの、数値解析結果の最大値が実験結果の最大値に比べ若干大きくなっている。実験結果では、上死点付近で波形が平坦になっているが、数値解析結果では値が急激に増大している。

これらの結果から、非定常揚力は数値解析結果と実験結果がよく一致していることがわかった。しかしながら、非定常抗力は定性的にはよく一致しているものの定量的な値、特に最大値が実験結果に比べ数値解析結果が若干大きくなる傾向にあることがわかった。

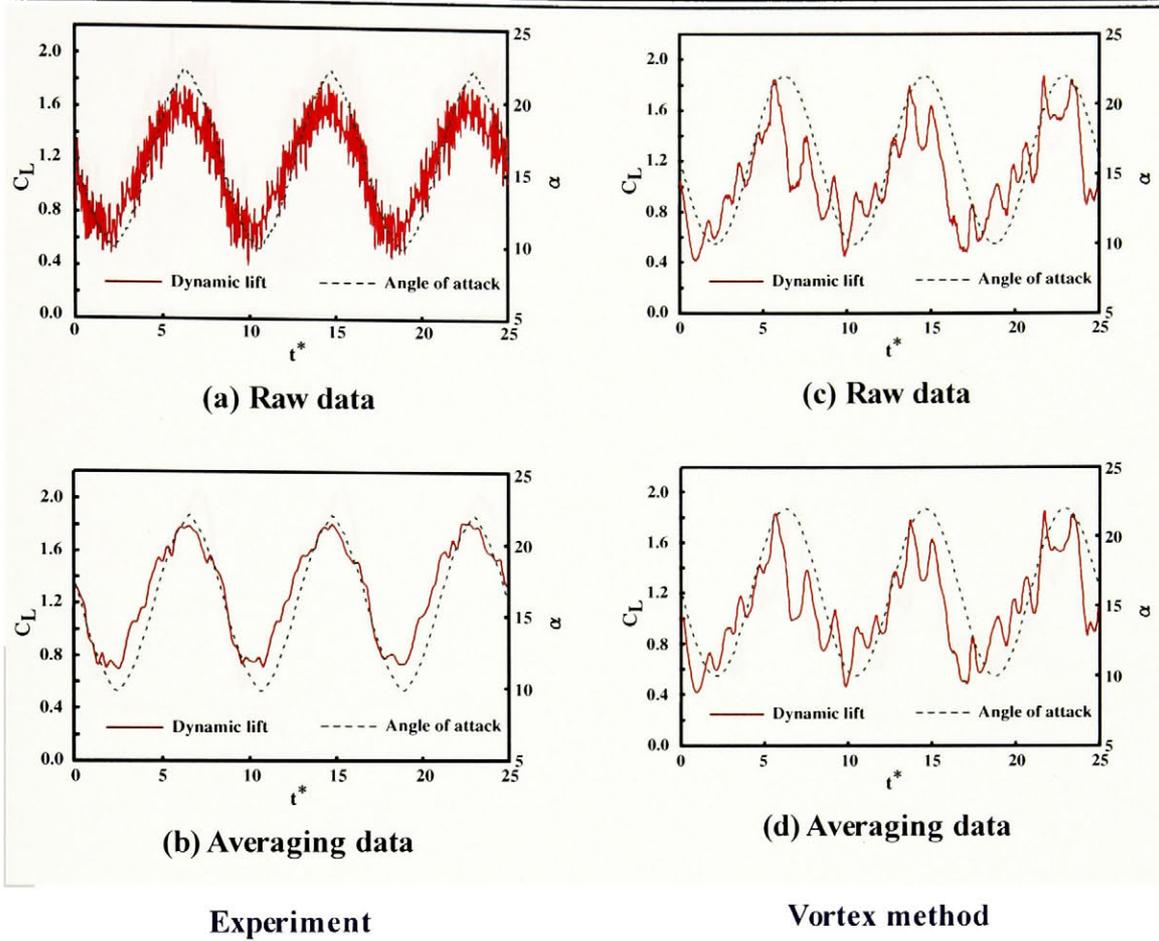


Fig. 6.2.7 Time histories of dynamic lift acting on a pitching NACA65-0910 ($\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

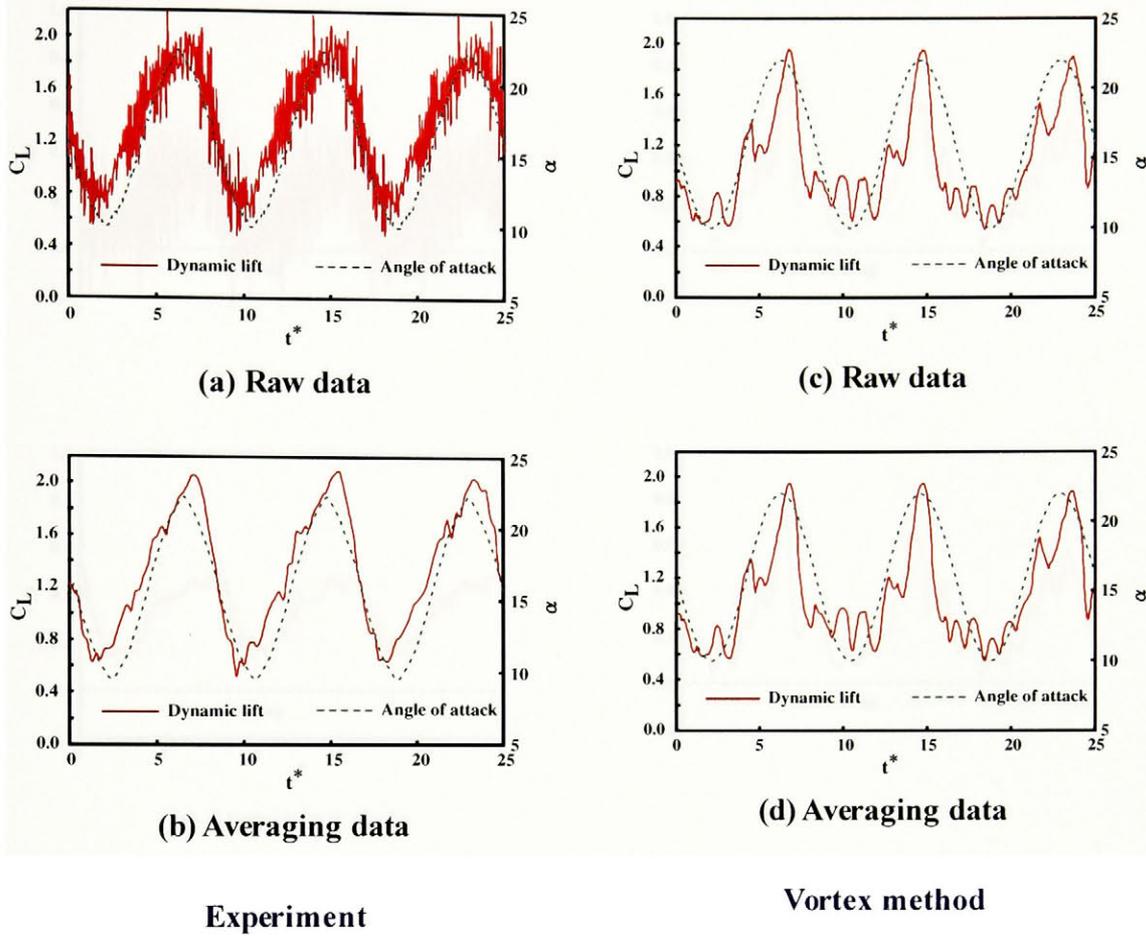


Fig. 6.2.8 Time histories of dynamic drag acting on a pitching BTE ($\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

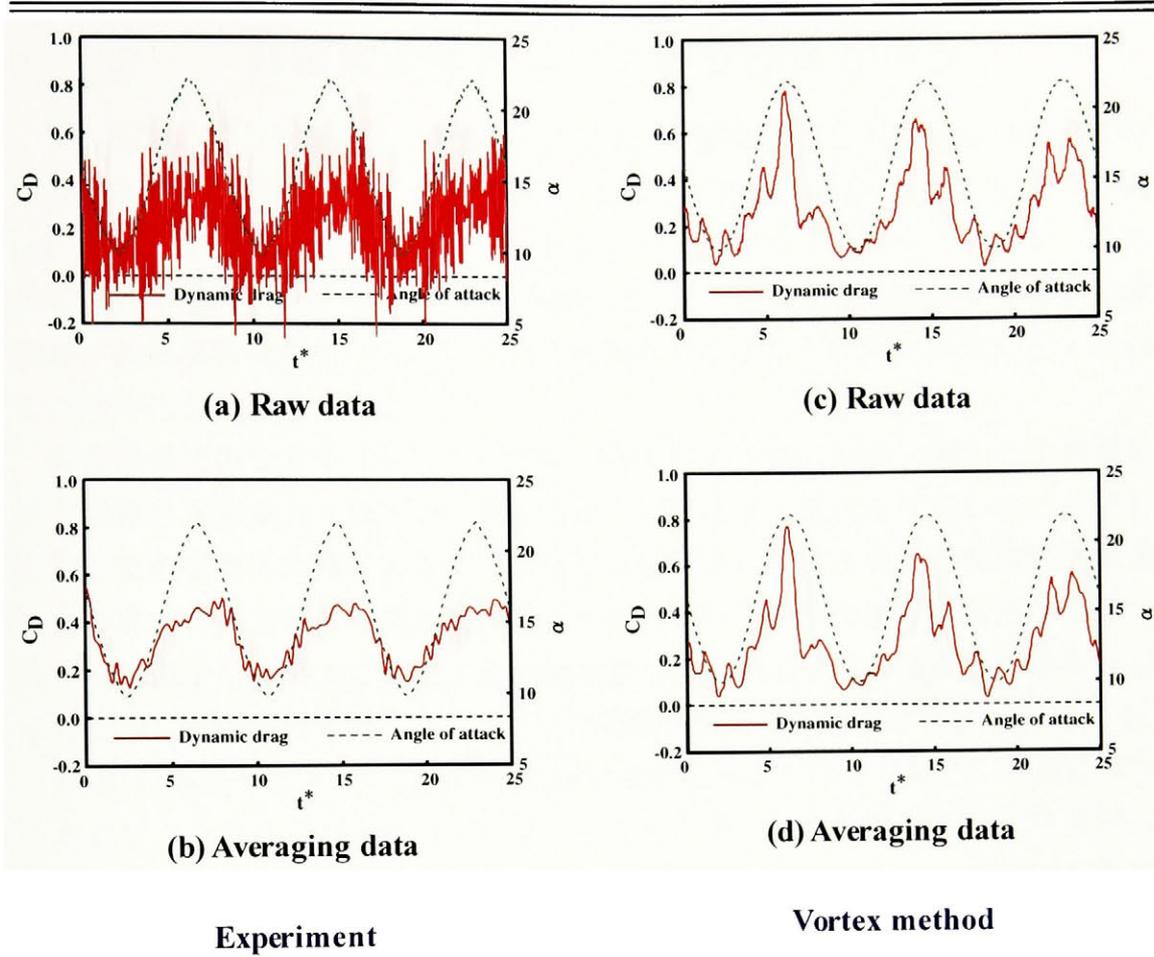


Fig. 6.2.9 Time histories of dynamic drag acting on a pitching NACA65-0910 ($\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

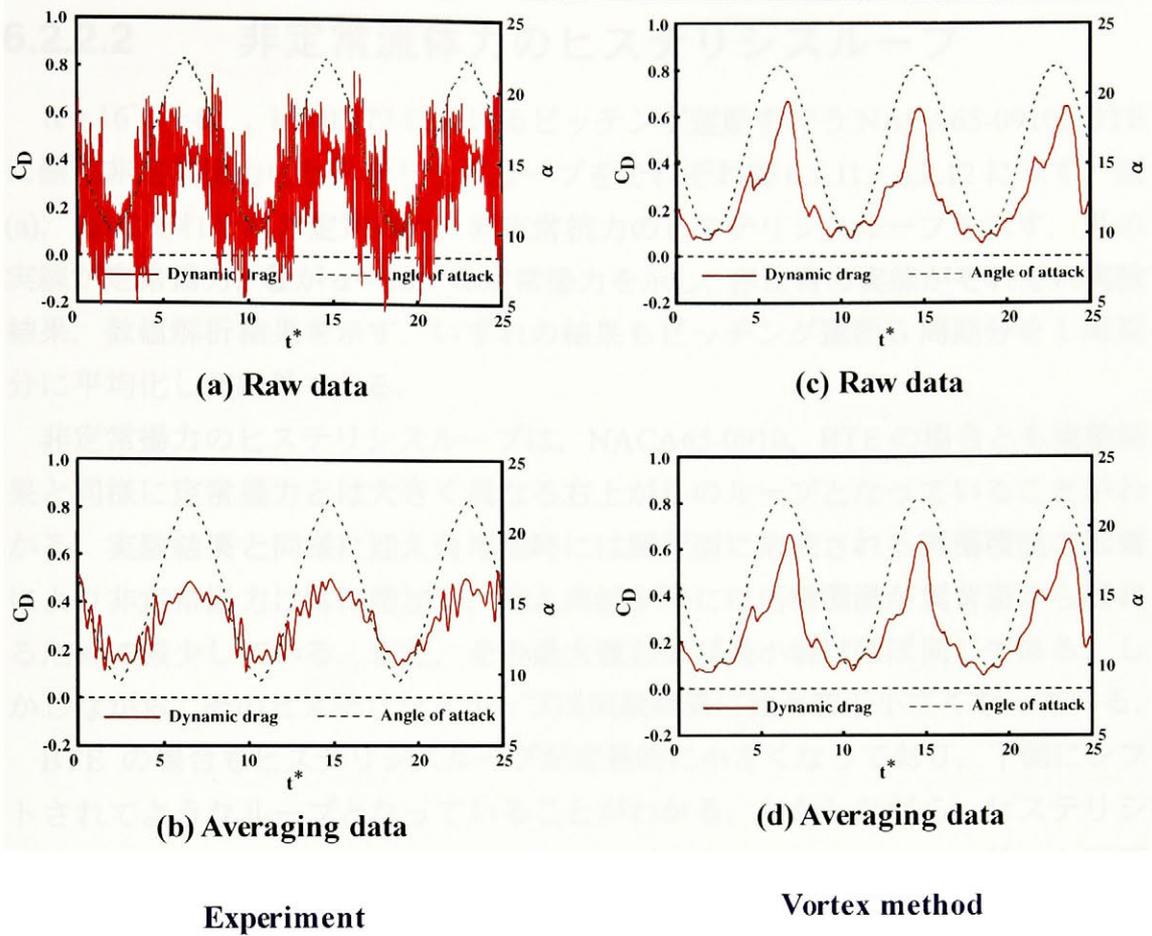


Fig. 6.2.10 Time histories of dynamic drag acting on a pitching BTE ($\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

6.2.2.2 非定常流体力のヒステリシスループ

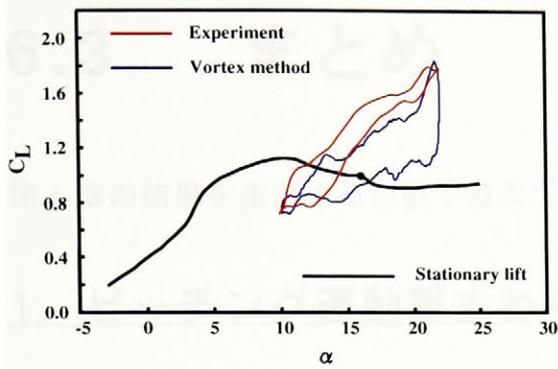
$\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$ におけるピッチング運動を行う NACA65-0910, BTE に働く非定常揚力のヒステリシスループをそれぞれ図 6.2.11, 6.2.12 に示す. 図 (a), (b) にそれぞれ非定常揚力, 非定常抗力のヒステリシスループを示す. 黒の実線が定常揚力, ●が $\alpha = 16^\circ$ の定常揚力を示し, 赤と青の実線がそれぞれ実験結果, 数値解析結果を示す. いずれの結果もピッチング運動 5 周期分を 1 周期分に平均化した結果である.

非定常揚力のヒステリシスループは, NACA65-0910, BTE の場合とも実験結果と同様に定常揚力とは大きく異なる右上がりのループとなっていることがわかる. 実験結果と同様に迎え角増加時には翼背面に形成される再循環渦の影響により非定常揚力は常に増加し, 迎え角減少時には再循環渦が翼背面から離れるために減少している. また, その最大値および最小値はほぼ同じである. しかしながら, そのヒステリシスループは実験結果に比べ若干小さくなっている.

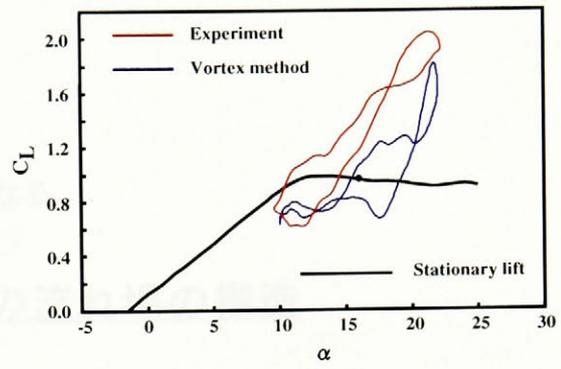
BTE の場合もヒステリシスループが定量的に小さくなっており, 下側にシフトされてようなループとなっていることがわかる. しかしながら, ヒステリシスループは実験結果と同様に 8 の字のループを描いている. 6.2.1.1 節でも説明したように, 可視化実験結果とは完全には一致していないものの, 翼背面に形成された再循環渦が上死点において翼背面を覆うようなフローパターンとなっているために迎え角減少時においても非定常揚力は減少せず, さらに増加していることがわかる.

非定常抗力のヒステリシスループは NACA65-0910 の場合には, 前節で説明したように最大値が実験結果に比べ大きくなっている. また, BTE の場合にも非定常抗力の最大値が実験結果に比べ大きくなっている. しかしながら, ヒステリシスループ自体は定量的に小さくなっており, 下側にシフトされているようなループを描いている.

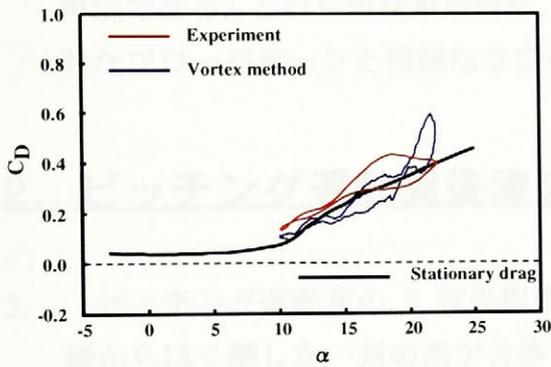
これらの結果より, 非定常揚力および非定常抗力のヒステリシスループは実験結果と比べ, 定性的にはよく一致していることがわかる. 特に翼形状による非定常揚力の動的挙動もよく捉えていることがわかる. しかしながら, 特に BTE の場合に定量的に少し小さくなっている. これは前節でも説明したように BTE の場合には, 翼前縁付近のパネル枚数が十分に密になっていなかったために発生する渦の挙動を実験結果ほど十分に捉えられなかったことが原因ではないかと考える.



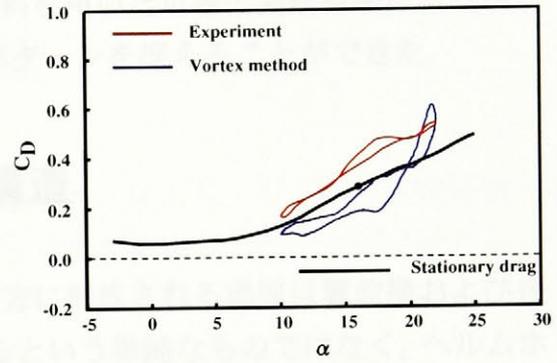
(a) Dynamic lift



(a) Dynamic lift



(b) Dynamic drag



(b) Dynamic drag

Fig. 6.2.11 Hysteresis loop of dynamic forces acting on a pitching NACA65-0910 ($\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

Fig. 6.2.12 Hysteresis loop of dynamic forces acting on a pitching BTE ($\alpha = 16^\circ \pm 6^\circ$, $k = 0.377$)

6.3 まとめ

第6章の結果をまとめると以下のようなになる。

1. ピッチング運動翼まわりの流れ場の構造

1. 高無次元角速度時に大規模スケールを持つ離散的はく離渦や再循環渦は再現できる。これらの結果を含め、染料を用いた可視化実験結果により得られたフローパターンと同様なフローパターンを捉えることができた。

2. ピッチング運動翼後流の構造

2. ピッチング運動翼の5弦長程度後方に形成される渦塊は翼前縁および後縁からはく離れた一対の渦が合体するという単純なものではなく、ヘルムホルツ不安定により巻き上がった数個の渦の干渉により形成されたものである。

3. ピッチング運動翼に働く非定常流体力特性

3. BTE翼の場合には非定常流体力測定実験結果と定性的に同様な非定常揚力のヒステリシスループが8の字となる動的挙動を捉えることができた。

第7章 結言

7.1 本研究の結論

本研究は、 $10^3 < \text{Re} < 10^4$ の低レイノルズ数領域に注目し、ピッチング運動翼まわりに発生する非定常はく離とそれに働く非定常流体力特性について明らかにすることを目標に遂行された。

これらにより得られた知見を以下に整理し、本論文の結論とする。

1. 静止平板上では再付着現象が発生しないとされている層流はく離でも、高無次元角速度の非定常運動翼では再付着現象が発生する。また再付着現象は翼形状に依らず、いずれの供試翼の場合でも発生することがわかった。
この再付着現象により、はく離は抑えられ、非定常揚力は増加する。また、この挙動は非定常揚力の動的挙動に強く影響することがわかった。
2. 低無次元角速度時には、発生する大規模スケールのはく離渦は多数の小規模スケールの離散的是く離渦により形成されている。一方、高無次元角速度時には翼背面に形成される大規模スケールの再循環渦は離散的是く離渦一個もしくは数個が主要となり形成していることがわかった。すなわち、高無次元角速度時には、離散的是く離渦のスケールは再循環渦と同等なスケールになることがわかった。
3. 翼前縁／後縁からの離散的是く離渦発生周波数は無次元角速度に依存しないことがわかった。また、翼前縁／後縁からの離散的是く離渦発生周波数

は同数となるため、無次元角速度が高くなるにつれ再循環渦と後縁からの発生渦が干渉しやすくなる。その結果、高無次元角速度時に再循環渦が翼背面から離れると翼腹面からの渦と干渉し翼 5 弦長後方に渦塊を生成する事がわかった。このフローパターンとなる場合は、非定常揚力が定常揚力に比べ増加するということがわかった。

4. NACA0020 は、ピッチング運動により迎え角増加時に翼前半部分が翼背面に沿った流れとなり、後流が小さくなるため、非定常抗力は定常抗力に比べ減少する。そのため、揚抗比が定常状態時に比べ大きく増加し、翼性能が向上することがわかった。また、翼背面全体を覆うように再循環渦が成長する前縁先端の尖った BTE は高い非定常揚力を得るために有効であることがわかった。
5. 離散的はく離渦のより詳細な構造、また定量的評価を行うために渦法による数値解析を行った。その結果、高無次元角速度時の大規模なスケールを持つ離散的はく離渦が主要となる再循環渦は再現することができることがわかった。これらの結果は可視化実験により得られたフローパターンと同様である。また、ピッチング運動翼の 5 弦長程度後方に形成される渦塊は、翼前縁および後縁からはく離れた一对の渦が合体するという単純なものではなく、ヘルムホルツ不安定により巻き上がった数個の渦の干渉により形成されたものであることがわかった。さらには、非定常流体力についても実験結果と定性的に同様なヒステリシスループを得ることができた。

7.2 今後の課題

1. ピッチング運動翼まわりの非定常はく離構造の詳細解明

無次元角速度変化に対する渦スケールの変化を正確に捉えることが重要である。そのために、

1. 非定常はく離構造の更なる詳細を調べるために、ピッチング運動翼背面／腹面上の非定常圧力分布測定を行い、可視化実験結果と比較し、はく離渦の挙動と圧力分布の関連性について調べる。
2. ピッチング運動翼まわりの流れ場を PIV 画像計測により、渦度・速度ベクトル等を調べ、流れ場を定量的に評価し、本研究で捉えた可視化像との比較・検討を行う。
3. 高精度渦法により、低無次元角速度時に翼前縁／後縁より次々に発生する小規模スケールの離散的はく離渦を捉える。

2. 非定常流体力の性能向上

4. ピッチング運動だけでなく、並進運動やこれらが組合った運動等の様々な非定常運動を行う翼まわりの流れ場の構造、および非定常流体力特性について調べ、高い翼性能が得られる非定常運動モードの実現を目指す。
5. これら非定常運動翼のエネルギー収支を調べ、より高効率での非定常運動モードについて調べる。

7.3 あとがき

本研究では、小型飛行機の安定性改善、離着陸時の高揚力実現を考慮し、 $10^3 < \text{Re} < 10^4$ の領域に注目し、流れ場の構造、非定常流体力特性について調べた。本節では、本研究で得られた結果より小型飛行機への利用についてまとめる。

高無次元角速度時には再付着現象によりはく離は抑えられ、高揚力が得られることがわかった。しかしながら、ピッチング運動により得られる非定常揚力は迎え角の変化に伴い周期的に変動するため、揚力は振動する。実機への応用を考えた場合には一定の高揚力を保ち続けることが重要である。従って、ピッチング運動を行う単独翼を翼スパン方向に何枚か並べ、これらの位相をずらしてピッチング運動を行うことにより、主翼には平均的にほぼ一定の高揚力を与えることが十分に可能であると考えられる。

また、本実験結果より、高揚力を得るためには翼背面上に再付着させることが重要であることがわかった。翼弦長のどの部分から補助運動翼にするか、その検討を行う必要がある。また運転条件に見合った供試翼を用いれば、より最適な効率での実現が可能であると考ええる。

参考文献

- [1] I. H. Abbott., and A. E. V. Doenhoff., Theory of Wing Sections, Dover Publications Inc. (1958).
- [2] 西山哲男, 翼型流れ学, 日刊工業新聞社 (1998).
- [3] 木谷勝, はく離・再付着流れの乱流構造, 機論 B, 55-511 (1989), pp. 559-563.
- [4] M. Kiya., Structure of Flow in Leading - edge Separation Bubbles, *Boundary-Layer Separation IUTAM Symposium* (1986), pp. 57-71.
- [5] A. V. Dovgal., V. V. Kozlov., and O. A. Simonov., Experiments on Hydrodynamic Instability of Boundary Layers Separation, *Boundary-Layer Separation IUTAM Symposium* (1986), pp. 109-130.
- [6] 鶴田秀樹・中山龍三・渡辺公彦・大屋裕二・中村泰治, 扁平矩形中の渦放出の風洞実験と数値解析, 風工学シンポジウム論文集 (1988), pp. 217-222.
- [7] 井上良紀・木谷勝, 乱れと波の非線形現象, 朝倉書店, (1993), pp. 179-192.
- [8] L. W. Carr., *NASA Conference Publication* 3144, (1990).
- [9] Mehta, U. B., *AGARD*, Cp-227, Paper23, (1977).
- [10] L. W. Call., *Physics of Forced Unsteady Separation*. NASA Ames Research Center, Moffett Field, California, April, 17-19, (1990).
- [11] W. J. McCroskey., K. W. McAlister., and L W. Carr., Dynamic Stall Experiments on Oscillating Airfoils, *AIAA Journal*, Vol. 37, No. 11 (1976), pp.57-63.
- [12] W. J. McCroskey., Current Research in Unsteady Fluid Dynamics - The 1976 Freeman Scholar Lecture. *ASME Journal of Fluids Engineering.*, Vol. 1 (1977), pp. 8 - 39.
- [13] W. J. McCroskey., Unsteady Airfoils, *Annual Review of Fluid. Mechanics*, 14 (1982), pp. 285-311.
- [14] W. J. McCroskey., K. W. McAlister., L W. Carr., and S.L.Pucci, An Experimental

-
- Study of Dynamic Stall on Advanced Airfoil Sections Volume 1. Summary of the Experiment, *NASA Technical Memorandum 84245* (1982)
- [15] W. J. McCroskey., S.L.Pucci., K. W. McAlister., and L W. Carr., An Experimental Study of Dynamic Stall on Advanced Airfoil Sections Volume 2. Pressure and Force Data, *NASA Technical Memorandum 84245* (1982)
- [16] K. W. McAlister., L W. Carr., and W. J. McCroskey, Dynamic Stall Experiments on the NACA0012 Airfoil, *NASA Technical paper 1100* (1978), pp.1-161.
- [17] J. M. Walker., H. E. Helin., and J. H. Strickland., An Experimental Investigation of an Airfoil Undergoing Large-Amplitude Pitching Motion, *AIAA Journal*, Vol. 23, No. 8 (1985), pp.1141-1142.
- [18] C. Maresca., D. Favier., and J.Rebont., Experiments on an Aerofoil at High Angle of Incidence in Longitudinal Oscillations, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.92, part4 (1979) pp.671-690.
- [19] 望月修・木谷勝, 非定常ピッチング運動を行う平板翼の変動流体力測定, *機論 B*, 54-507 (1988), pp. 2997-3002.
- [20] O. Mochizuki., M. Kiya., and T. Kataoka., Unsteady Forces Acting on an Airfoil in Non-periodic Pitching Motion, *Proceedings of The 3rd Japan-China Joint Conference on Fluid Machinery* (1990), pp. II -345 - II -352.
- [21] F. Peter., Vortex Visualization as a Reference for Computer Simulation, *Vortex Methods and Vortex Motion* (1991), pp. 65-93.
- [22] 朴炳湖・黒田成昭・浅羽英則, 屈曲しながらピッチング振動する平板翼まわりの流れの研究, *機論 B*, 65-638 (1999), pp. 3228-3335.
- [23] 川畑誠二・正司秀信, 振動する部分弾性翼による推進に関する研究, *ターボ機械*, 27-11 (1999), pp. 694- 702.
- [24] P. R. Bandyopadhyay., W. H. Nedderman., and J. L. Dick., Biologically-Inspired Bodies Under Surface Waves - Part 1; Load Measurements, *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 121 (1999), pp. 469 - 478.
- [25] P. R. Bandyopadhyay., S. N. Singh., and F. Chockalingam., Biologically-Inspired Bodies Under Surface Waves - Part 1; Theoretical Control of Maneuvering, *Trans, ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 121 (1999), pp. 479 - 487.
- [26] 大橋秀雄, 非定常翼と後流, *ながれ 4* (1985), pp. 90-98.
- [27] K. D. Jones., C. M. Dohring, and M. F. Platzer., Experimental and Computational Investigation of the Knoller-Betz Effect, *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 7 (1998), pp.1240-1246.

- [28] J. C. S. Lai., and M. F. Platzer., Jet Characteristics of a Plunging Airfoil, *AIAA Journal*, Vol. 37, No. 12 (1999), pp.1529-1537.
- [29] F. Peter., Propulsive Vortical Signature of Plunging and Pitching Airfoils, *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 7 (1988), pp.881-883.
- [30] 東昭, 生物の動きの事典, 朝倉書店 (1997).
- [31] 小山重郎・小山晴子, 昆虫飛翔のメカニズムと進化, 菊池書館 (1997).
- [32] P. B. S. Lissaman., Low-Reynolds-Number Airfoil, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.15 (1983), pp.223-239.
- [33] Chin-Ming, H., and Yu-Chong, T., : Review: MEMS and Its applications for Flow Control, *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 118, pp. 437 - 447., 1996.
- [34] 松本洋一郎・村井祐一, マイクロターボ機械, ターボ機械, 24-4 (1996), pp.231-236.
- [35] S. Sunada., A. Sakaguchi, , and K. Kawachi., Airfoil Section Characteristics at a Low Reynolds Number, *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol.119 (1997), pp.129-135.
- [36] E. V. Laitone., Aerodynamic Lift at Reynolds Numbers Below 7×10^4 , *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 9 (1996), pp.1941-1942.
- [37] J. Sato., and Y. Sunada., Experimental Research on Blunt Trailing -Edge Airfoil Sections at Low Reynolds Numbers, *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 11 (1995), pp.2001-2005.
- [38] 砂田茂・安田知央・安田邦男・尾崎浩一・田中誠, 微小毛群の流体性能とアザミウマの飛行, 日本機械学会流体工学部門講演論文集, No.99-19, pp.702-703.
- [39] 石川仁・工藤大輔・木谷勝・望月修・鄭志明, 前縁セレーション付き平板翼の空力特性, 日本機械学会流体工学部門講演論文集, No.99-19, pp.134-135.
- [40] 鈴木紳由・望月修・木谷勝, 渦輪の打ち込みによるはく離の遠隔制御, 機論 B, 65-632 (1988), pp. 1332-1338.
- [41] 望月修・木谷勝・鈴木紳由, 渦輪列打ち込みを用いたはく離流れ制御の効率評価, 日本機械学会流体工学部門講演論文集, No.99-19, pp.114-115.
- [42] F. Peter., J. Scott., and B. Wolfgang., A Demonstration of Dynamic Stall Control, *Flow Lines*, spring (1988), pp.10-12.
- [43] A. S. Stephen., and K. E. John., Aeroelastic Control Using Redundant Microactuators, *Proceedings of The ASME Fluid Engineering Division Summer*

- Meeting* (1999), FEDSM99-718.
- [44] C. L. Joseph., J. Yue., and M. F. Platzer., Control of Backward Facing Step Flow Using a Flapping Airfoil, *Proceedings of The ASME Fluid Engineering Division Summer Meeting* (1997), FEDSM97-3307.
- [45] C. L. Joseph., and M. F. Platzer., ASME, The Characteristics of a Pitching Airfoil at Zero Free-Stream Velocity, *Proceedings of The ASME Fluid Engineering Division Summer Meeting* (1998), FEDSM98-4946.
- [46] 熊野哲・望月修・木谷勝, 動的はく離制御開始の最適タイミング, *機論 B*, 65-638 (1999), pp. 3380-3385.
- [47] 木谷勝, 複雑乱流における挑戦的課題, *日本機械学会 1999 年年次大会講演論文集*, No.99-1, Vol.IV (1999), pp. 1-4.
- [48] 大羽秀幸・黒田成昭, ピッチング運動を行う平板翼の数値解析, *機論 B*, 58-556 (1992), pp. 3640-3645.
- [49] 大羽秀幸・黒田成昭, ピッチング運動を行う平板翼の数値解析 (第 2 報, 回転中心等が流れ場に与える影響), *機論 B*, 59-560 (1993), pp. 1121-1124.
- [50] 麻生茂・隈本雄一, 振動翼まわりの流れ場の数値解析, *第 7 回数値流体力学シンポジウム講演論文集* (1993), pp. 713-716.
- [51] 小島成・亀本喬司・松本裕昭・江藤文宣, 高精度渦法を用いた二次元翼まわりの非定常流れ解析, *日本機械学会第 76 期全国大会講演論文集*, No. 98-3, Vol III (1998), pp.103-104.
- [52] G. Emmanuel., and Q. Patrick., Numerical Study of Dynamic Stall on Several Airfoil Sections, *ALAA Journal*, Vol. 37, No. 11 (1999), pp.128-130.
- [53] S. Mittal., and E. Tezduyar., Massively Parallel Finite Element Computation of Incompressible Flows Involving Fluid-Body Interactions, *AHPCRC Preprint* 92-139, (1992).
- [54] 田中彰, 平成 7 年度九州工業大学修士論文, (1995).
- [55] 流れの可視化学会, 新版流れの可視化ハンドブック, 朝倉書店 (1986).
- [56] 日本流体力学会, 流れの可視化, 朝倉書店 (1996).
- [57] 林達也, 可視化用供試翼の制作, *平成 11 年度九州工業大学研究報告書* (1999).
- [58] 種田定俊, 画像から学ぶ流体力学, 朝倉書店 (1988).
- [59] 加藤宏, 現代流体力学, オーム社 (1989).
- [60] H. Schlichting., *Boundary - Layer Theory*, McGraw-hill Series in Mechanical

-
- Engineering (1979)
- [61]坂本弘志・羽二生博之・小畑芳弘・小山勝, 振動する正方形断面柱に作用する変動流体力特性(一定の振幅角で回転振動する場合), *機論 B*, 59-562 (1993), pp. 1932-1939.
- [62]坂本弘志・羽二生博之・高井和紀・小畑芳弘, 回転振動する矩形断面柱に作用する流体力特性(前縁はく離形角柱の場合), *機論 B*, 62-599 (1996), pp. 2541-2549.
- [63]K. C. Paul., Control of Flow Separation, *Series in Thermal and Fluids Engineering* (1976).
- [64]数値流体力学編集委員会, 乱流解析, 東京大学出版会 (1995), pp.137-160.
- [65]亀本喬司, 機械工学における渦法の応用と今後の課題, *ターボ機械*, 27-4 (1999), pp.206-214.
- [66]A. Ojima., and K. Kamemoto., Numerical Simulation of Unsteady Flows around Three Dimensional Bluff Bodies by an Advanced Vortex Method, *Proceedings of The ASME Fluid Engineering Division Summer Meeting* (1999), FEDSM99-6822.
- [67]第一回渦法国際会議実行委員会, 渦法による流体数値シミュレーションセミナー -基礎理論から工学的応用まで-, (1999).
- [68]K. Kamemoto., and T. Miyasaka., Development of a Vortex and Heat Elements Method and its Application to Analysis of Unsteady Heat Transfer around a Circular Cylinder in a Uniform Flow, *Proceedings of The First International Conference on Vortex Methods* (1999), pp.191-203.
- [69]A. Ojima., and K. Kamemoto., Numerical Simulation of Unsteady Flow around a Sphere by a Vortex Method for Re Number from 300 to 1000, *Proceedings of The First International Conference on Vortex Methods* (1999), pp.83-91.

謝辞

本論文は、著者が九州工業大学大学院情報工学研究科情報システム専攻田中和博研究室に1997年の半年間の研究生、2年半の博士後期課程を経て行った研究成果をまとめたものであります。この3年間の間中、多くの方々に御指導、御助言を頂きました。ここで簡単ではありますが、御礼を申し上げたいと思う所存であります。

本研究を行うにあたり、著者の指導教官を引き受けて下さった九州工業大学情報工学部機械システム工学科教授 田中和博先生に心より厚く感謝致します。先生には興味あるテーマを提示して下さったことはもちろん、充実した研究環境をご尽力頂き、終始、卓越したアイデアと洞察力で著者をここまで導いて下さったことに深く感謝の意を表します。また、数々の国際学会を始め、国内学会に参加する機会を頂いたことは、著者にとって非常に大きな刺激となり、研究を行う上で計り知れない力となりました。また、著者は博士前期課程も田中先生のもとで修了し、卒業後、企業へと就職致しました。しかし、研究を続けたいという強い希望のために入社1ヶ月も経たないうちに退社し、田中先生の元へ研究を続けたいと極めて自分勝手な行動をとってしまいました。田中先生は怒ることなく、引き受けて下さいました。考えれば考える程、身勝手な行動にも関わらず、何も言わずに引き受けて下さった田中先生に感謝の気持ちで一杯です。また、研究だけでなく、人生についても貴重な御助言を頂き、本当に感謝の気持ちで一杯です。

九州工業大学情報工学部機械システム工学科 田中博喜教授には、研究において有益なご教示を頂いただけでなく、常に暖かく激励して頂き、心より御礼申し上げます。

お忙しい中、本論文の審査を引き受けいて頂いた制御システム工学科 平城直

治教授，機械システム工学科 田中博喜教授，中垣通彦教授に心より感謝致します。

横浜国立大学工学部 亀本喬司教授には，本論文の数値計算法として用いた高精度渦法の指導をして頂いただけでなく，実験結果に対する貴重な御助言を頂きました。また国内外の学会でお会いする度に激励の言葉を頂き，心より感謝致します。

北海道大学工学部 望月修助教授には，国内外の学会でお会いする度に実験手法，また実験結果に対する貴重な御助言を頂きました。また常に暖かく激励して頂き，心より御礼申し上げます。

(株)タダノ 山本耕治氏には，常に暖かく激励して頂き，幾度となく勇気づけられ心より感謝致します。また実験手法から考察に至るまでの御助言を頂いただけでなく，研究姿勢や社会の厳しさについても御教示頂きました。

九州工業大学情報工学部 畠中清史講師，清水文雄助手，肥後寛技官，館林康技官には，研究室やゼミでの意見交換など，様々な面でご協力して頂いたことを心より感謝致します。

現九州工業大学 SVBL 特別研究員 金由澤氏，現(株)AEA 韓海氏には昨年度まで同じ博士後期課程在学中であったこともあり，有用な御助言を頂いただけでなく，常に激励して頂きました。金氏とは，高速度カメラ使用の件でもめたこともありましたが，実験方法に関する専門的な相談など多くの御助言を頂きました。韓氏には，不慣れなネットワークシステムでのトラブルで助けられたことが数多くありました。二人には，常に笑顔で励まされたことが非常に心に残っております。金氏，韓氏とは国は違いますが，今後良きライバルとなるように益々努力していこうと思う所存であります。

現(株)高砂熱学工業 田中彰氏は著者が学部4年，大学院博士前期課程1年時に面倒を見て頂きました。自分勝手な著者を見捨てることなく指導して頂き，心より感謝しています。研究だけでなく，私的にも幾度となくお世話して頂きました。田中彰氏は誰からも頼られる人望の持ち主で，個人的に勉強になる部分が多くありました。また，本研究のシュリーレン可視化装置を構築された第一人者であり，深く御礼申し上げます。田中彰氏の存在がなければ，今著書がこの道にいることはなかったでしょう。また，田中彰氏と同期であった現(株)三建設備工業 西嶋賢一郎氏，現(株)三菱重工業 川尻将史氏には，研究だけでなく私的にも幾度とお世話になりました。心より御礼申し上げます。

本論文を作成するにあたり、多くの研究室の学生の力を頂きました。現(株)キヤノン 柴田和昭君には、非定常流体力測定実験装置の構築を手伝って頂き、また非定常流体力測定を行って頂きました。現(株)九州朝日放送 伊東竜馬君には、さらに多くの非定常流体力測定を行って頂きました。伊東君には研究室コンパでも常に先頭に立って頂き、研究だけでなく、私的にも大変お世話になりました。また、現広島市役所 濱尾忠男君には膨大な数のシュリーレン可視化像から渦のカウントをして頂きました。渦が夢にでて、さらにはうなされるほどの膨大な数でありましたが、一つのミスもなく正確なデータを取って頂き感謝しています。現(株)タカラスタANDARD 藤木猛君にも、渦のカウントをして頂き、またグラフ作り等の雑用を多く引き受けて頂き感謝しています。また、藤木君には私的にも非常にお世話になり、常に励ましてくれた姿は忘れることができません。現博士前期課程2年 永嶋一隆君には様々な仕事を引き受けて頂きました。永嶋君がいなければ、本論文は完成することはなかったと言っても過言ではないでしょう。永嶋君が学部4年時から非定常流体力測定、流れ場の可視化、可視化像の画像処理と非常に体力・集中力を要する仕事を、時には朝から翌日の朝までという実験も完璧にこなして頂きました。著者の理不尽な指導の元、一つの小言もなく、寸分のミスもなく、こなして頂き感謝の気持ちで一杯です。また、研究だけでなく、研究室コンパ、ソフトボールと常に先を読んだ行動で後輩を指導し、常に楽しく過ごすことができました。今後、永嶋君が修士論文をまとめる際には、知力・体力の続く限り助けていきたいと思っています。現博士前期課程1年 林達也君にも様々な仕事を手伝って頂き非常に感謝しています。林君も著者の極めて無謀な要求にも何の意見もせず黙々とこなして頂き感謝の気持ちで一杯です。特に可視化用の供試翼を作成して頂きました。この供試翼がなければ、本論文も完成していなかったでしょう。林君のセンス溢れる“物作り”の才能は今後、本研究室の大きな武器となることを確信しています。

ここでは、申し上げられませんでした。多くの先生方、先輩方をはじめとする田中和博研究室および田中博喜研究室の皆様の協力があり、本論文を作成することができました。心より感謝致します。

両親、そして二人の妹には心より感謝します。著者の極めて身勝手な行動を許して頂き、本論文の執筆に至ることができたのも家族の深い理解があったからこそであります。

本論文を通じて多くの方々と巡り会え、また貴重な経験をすることができました。辛いこともありましたが、多くの方々に支えられ乗り越えることができたと感じています。本論文を通じて知り合えた方々、また経験が一生の宝になるに違いありません。今後、皆様の御恩を忘れずに更なる努力を続けることを誓って本謝辞の結びと致します。

2000年8月9日 瀧脇正樹