

# 振動翼まわりの流れ解析

## Numerical Study on Flow Field around an Oscillating Airfoil

伊藤 裕一\*・谷口 伸行\*・田中 和博\*\*・小林 敏雄\*\*\*

Yuichi ITOH, Nobuyuki TANIGUCHI, Kazuhiro TANAKA, Toshio KOBAYASHI

### 1 はじめに

はく離現象の動的制御は流体工学分野において非常に注目されており、さまざまな研究が行われている。翼型におけるはく離の抑制・制御は、流れに何らかのエネルギーを与えることで流れを翼に付着させることに帰着するが、昆虫や小型の鳥などのまわりの流れのような比較的低い Re 領域では、積極的にはく離させ、それによって発生する渦により高い揚力を得ているというこたがわかってきている<sup>1)</sup>。

また近年では、MEMS に代表されるように機器の小型化が進んでおり、それに伴い Re 領域における翼型の特性などについての研究もなされている。

そこで本研究ではこの Re 領域に注目し、ピッチングする翼まわりの流れを ALE 法に基づく座標変換を施した方程式系を用いて数値解析を行うと同時に、シュリーレン可視化装置による可視化結果との比較を行い、ピッチングにより影響を調べることを目的としている。

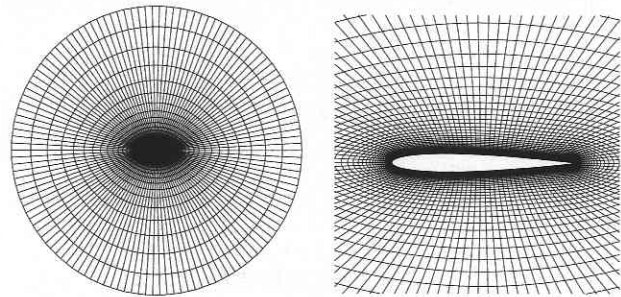
### 2 数値計算法

#### 2.1 支配方程式及び計算法

移動境界適合座標系における 2次元非圧縮性流体の支配方程式は以下のように表すことができる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial \xi} + V \frac{\partial u}{\partial \eta} = - \left( \xi_x \frac{\partial p}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) + \frac{1}{\text{Re}} \Delta_{\xi\eta} u \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial \xi} + V \frac{\partial u}{\partial \eta} = - \left( \xi_y \frac{\partial p}{\partial \xi} + \eta_y \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) + \frac{1}{\text{Re}} \Delta_{\xi\eta} v \dots\dots\dots (2)$$



(a) whole region (b) local region  
Fig. 1 Grid system around a NACA0010 airfoil

$$\xi_x \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial u}{\partial \eta} + \xi_y \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_y \frac{\partial v}{\partial \eta} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

ここで

$$U = \xi_t + \xi_x u + \xi_y v, V = \eta_t + \eta_x u + \eta_y v \dots\dots\dots (4)$$

本研究においては、連続の式 (4) と圧力のカップリングには MAC 法を用いるものとし、対流項には 3 次精度の風上差分、他の空間微分項には 2 次精度の中心差分、時間積分には 3 次 Runge-Kutta 法を用いた。

図 1 に本研究で用いた翼まわりの格子を示す。格子数は 127 × 61 としている。尚、外側境界は翼弦長の 30 倍とつである。

#### 2.2 境界条件

物体表面の速度の境界条件として、non-slip 条件を仮定し、次式を用いた。

$$u = v_w \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $v_w$  は境界の移動速度であり、物体が静止している場合は  $v_w = 0$  となる。

また、圧力の境界条件として次式を用いた。

\*東京大学生産技術研究所 第2部  
\*\*九州工業大学  
\*\*\*東京大学国際・産学共同研究センター

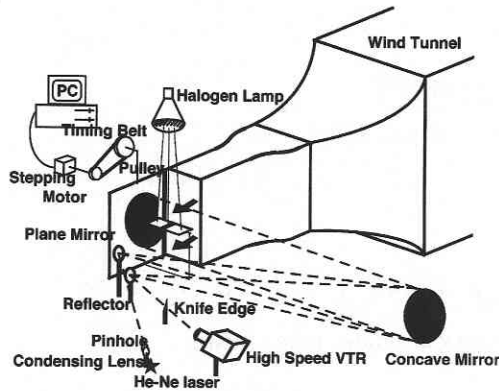


Fig. 2 Schlieren visualization system

$$\frac{dp}{d\eta} = 0 \dots\dots\dots (6)$$

遠方境界では以下の一様流条件を用いた.

$$u = U_\infty, v = p = 0 \dots\dots\dots (7)$$

### 3 可視化実験装置

本研究で用いたシュリーレン可視化実験装置の概略図を図2に示す. 実験装置は風洞, 加振装置, 供試翼からなっており, レーザ光源にはHe-Neレーザを用いている. 実験装置の詳細については, 文献<sup>2)</sup>を参照されたい.

### 4 解析条件

本研究においては, 翼型をNACA0010, NACA0020とし, 翼弦長  $c = 0.04$  [m], 翼スパン  $l = 0.20$  [m] とした.  $c$  を基準とした  $Re$  は4000である. また, ピッチング中心は  $c/2$  とし, 基本迎角を  $10$  [deg], 加振幅を  $20$  [deg] とした. 加振方法として周速度一定の加振とし, 無次元角速度  $k \equiv \omega c / 2U_\infty$  と定義した. なお  $k$  は主流の流速  $U_\infty$  と翼端の周速度の比をあらわすことになる.

### 5 解析結果

#### 5.1 フローパターンによる比較

まず, NACA0010における実験と数値解析によるフローパターンの比較を行う.  $k = 0.013$  とし, 実験により得られたフローパターンを図3に, 数値計算で得られた瞬間流線を図4にそれぞれ示す. 図3, 4中,  $\alpha = 0$  [deg] を見ると, 翼下面より翼上面のせん断層が厚くなっていることや, 翼に沿った流れになっていることが実験, 計算両者ともに見てとれる.  $\alpha$  が大きくなるにつれ, 翼上面のせん断層が大きくなり,  $\alpha = 10$  [deg] 付近で前縁はく離を起

し, 大きなはく離渦が次々と流出していく. またこの渦により小さな渦が誘起されていることもわかる.  $\alpha = 20$  [deg] を超え, ダウンストロークに入ると翼面上の渦はそれほど大きく成長することなく流出している. これはせん断層が徐々に小さくなっているためと考えられる. また,  $\alpha = 10$  [deg] のときのアップストローク時とダウンストローク時ではフローパターンは明らかに異なり, ピッチングによる非定常性が現れているが,  $\alpha = 0$  [deg] ではフローパターンに大きな違いが見られないことから, ピッチング一周周期を基準とした周期的な運動をしていることが伺える.

また,  $k$  を変化させ ( $k = 0.10$ ),  $\alpha = 20$  [deg] の時の結果を図5に示す. この図より, アップストローク時に発生した渦はピッチングが速いため, あまり成長できず, しかも一つしか発生していないことがわかる. そしてこの渦はダウンストローク時に  $k = 0.013$  の時と同様に小さな渦を伴いながら流れ去っていく. この現象より,  $k$  が大きくなるほど渦発生数が減少することが予想される.

#### 5.2 渦発生数による比較

次に  $k$  を変化させたときのピッチング一周あたりの渦発生数をとったグラフを図6に示す. 図中実験値のプロットを見ると,  $k$  が大きくなる程に渦発生数は少なくなっている. これは5.1節でも述べたとおり,  $k$  が小さい時には, 翼面上の大きなはく離渦から誘起されてできる渦が多数あるのに対し,  $k$  が大きいとアップストローク中の渦発生が抑制されるからである. また, どの  $k$  においてもNACA0010より, NACA0020における渦発生数が多い. これは翼が厚いためにせん断層も厚くなることに起因している. 実験と計算における渦発生数を比較すると, 計算で得られた渦発生数は実験よりも少なく見積もっている. これは, 風上差分の持つ数値粘性の影響で渦が消されるためである.

#### 5.3 非定常流体力による比較

次に, 非定常流体力の時間履歴で比較を行う. 図7~9を見ると,  $C_L, C_D$  共に  $\alpha$  と同位相の低周波成分と高周波成分とで構成されていることがわかる. また,  $\alpha = 0$  [deg] 付近では負の揚力が発生している.  $C_L, C_D$  の高周波成分に注目すると, その周波数周波数は図6に示した渦発生の周波数と対応しており, この高周波成分は翼面上の渦によってできるものであるということが言える.

次に, 図7と図8を比較すると, ピッチングが速くなることで,  $C_L, C_D$  共に非常に大きい値が得られている. 特にアップストローク時に顕著である.  $k = 0.1$  の場合, 5.1節でも述べたようにアップストローク時には翼面上の渦は流出することができずに翼にはりついている. この渦によ

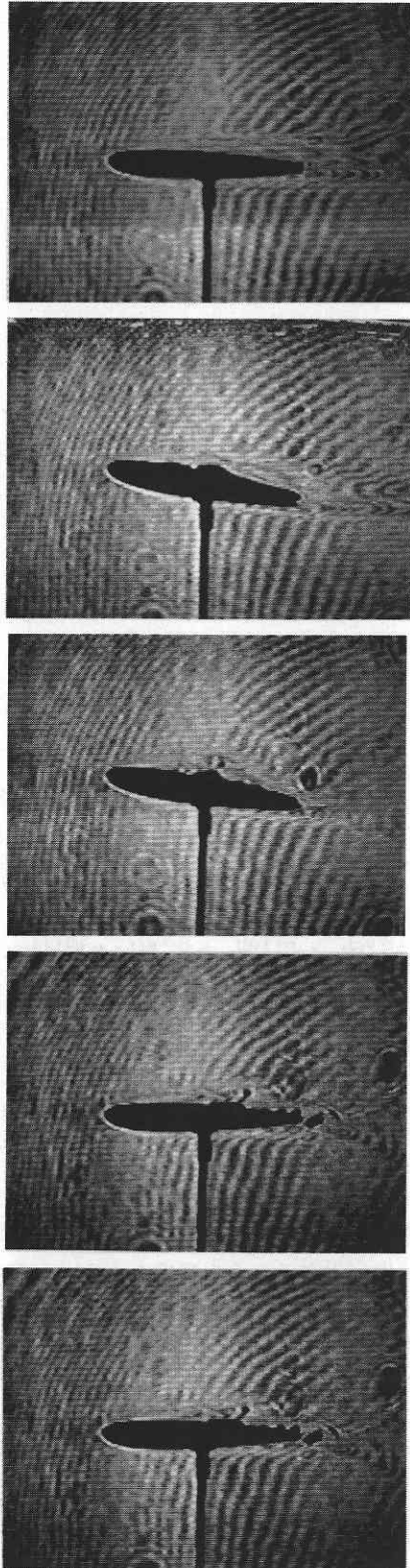


Fig. 3 Flow fields around an oscillating NACA0010 airfoil ( $k = 0.013$  exp.)

$\alpha = 0^\circ$   
(upstroke)

$\alpha = 10^\circ$   
(upstroke)

$\alpha = 20^\circ$   
(upstroke)

$\alpha = 10^\circ$   
(downstroke)

$\alpha = 0^\circ$   
(downstroke)

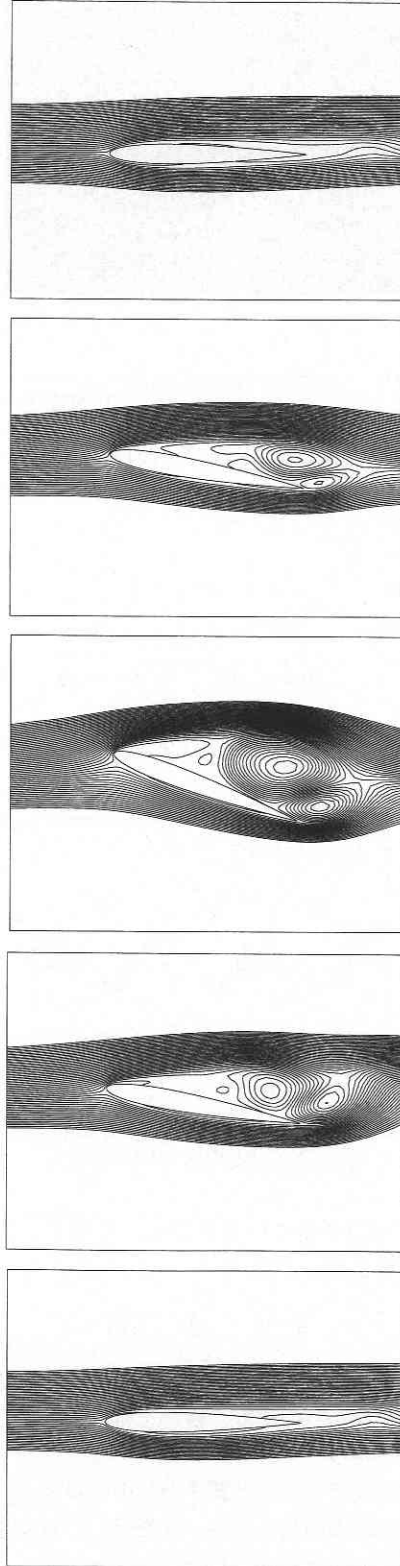


Fig. 4 Flow fields around an oscillating NACA0010 airfoil ( $k = 0.013$  calc.)

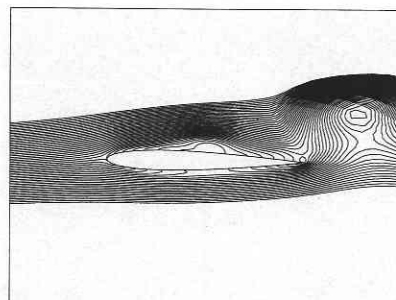
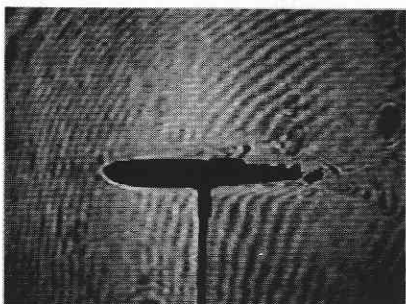


Fig. 5 Flow fields around a NACA0010 airfoil ( $k = 0.1$ )

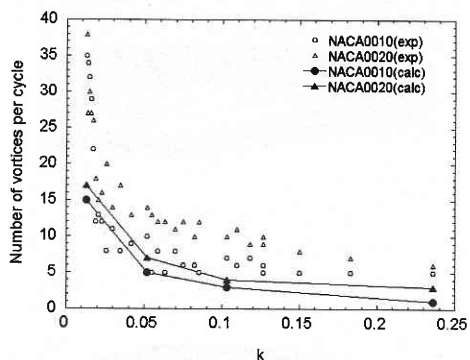


Fig. 6 Number of vortices per cycle at various  $k$

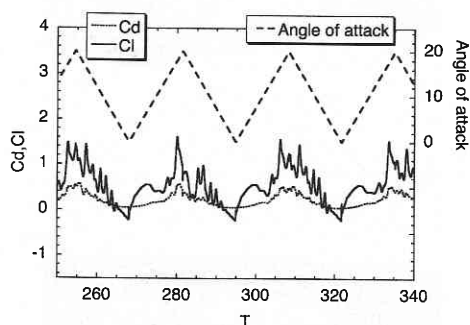


Fig. 7 Time histories of unsteady fluid force (NACA0010,  $k = 0.013$ )

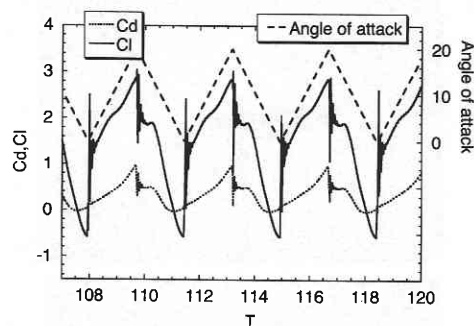


Fig. 8 Time histories of unsteady fluid force (NACA0010,  $k = 0.100$ )

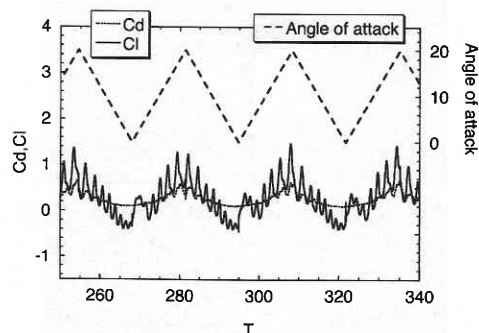


Fig. 9 Time histories of unsteady fluid force (NACA0020,  $k = 0.013$ )

り大きな流体力を得ていると言え、このことは砂田<sup>2)</sup>の結果とも一致している。

### 6. ま と め

本研究ではピッチングする翼まわりの流れ場を数値計算、実験の両面からの比較、検討を行ったところ、以下のような結果が得られた。

- 数値計算で得られた翼まわりのフローパターンは可視化実験の結果とよい一致を示し、渦発生数も定性的に良い一致が見られた。
- ピッチング一周期あたりの渦発生数はピッチングの速さに大きく依存することを見いだした。また、そ

のメカニズムについても考察した。

- 非定常流体力の結果より、流体力の高周波成分は翼に発生する渦によるものであることを見いだした。また、その渦が大きな流体力をもたらすことが確認できた。

(1998年11月9日受理)

### 参 考 文 献

- 1) 砂田茂, BME, 10-11 (1996).
- 2) 瀧脇ら, JSME九州支部50周年記念講演会, 978-2 (1997), p. 187-189.
- 3) 伊藤ら, 第41回ターボ機械協会講演会 (1998), p. 30-35.
- 4) 伊藤ら, JSME 75期通常総会講演会 98-1 (1998), p. 321-322.