動的失速時の翼周辺はく離流と非定常空気力に関する研究*
(第3報, 実験)時 末 裕 充^{*1}, 高 田 浩 之^{*2}A Study on the Behavior of Separated Flow around Elliptic Airfoils
and the Unsteady Aerodynamic Forces under Dynamic Stall
(3rd Report, Experimental Analysis)

Hiromitsu TOKISUE and Hiroyuki TAKATA

The unsteady stall characteristics of 15 % thickness elliptic airfoils oscillating in pitch at a Reynolds number of 3×10^5 in two-dimensional flow conditions are investigated experimentally. Unsteady surface pressure data are obtained for a wide range of mean angles of attack and oscillation frequencies, and the flow fields and the aerodynamic forces and moments acting on the airfoils are analysed based on the pressure data. Chordwise movement of suction pressure waves on the upper surface subsequent to the leading edge separations is observed, and this feature corresponds well with the calculated flow fields with stall vortex shedding phenomena which are presented in the 1st and the 2nd report of present research.

Key Words: Unsteady Flow, Separated Flow, Dynamic Stall, Oscillating Airfoil, Unsteady Aerodynamic Force, Flow Measurement

1. 結 言

旋回失速にさらされる翼や高速前進飛行中のヘリコプタのロータ翼など周期的に失速, 非失速を繰返す翼における空力問題を基礎的に解明することを目的として, 第1, 2報⁽¹⁾⁽²⁾では一様流中で半翼弦点まわりに角振動するだ円翼のまわりの二次元, 非圧縮, 高レイノルズ(Re)数の乱流流れを直接数値計算して, 翼周辺のはく離流の挙動とそれが翼の非定常空力特性に与える影響を調べた。その結果, 失速状態に大きく出入りする翼の非定常空力特性を基本的に支配する重要因子として, 翼が前縁はく離に至った後, 翼背面の前縁付近に渦(失速渦)が形成され, その渦が成長しつつ後縁に向けて流れてゆき, ついには翼を離れるという, 本研究でいう失速渦放出現象が顕著であることを示した。そしてこの現象が翼振動の平均迎え角や振動数にあまり依存しないで, 固有な時間スケールを持つとともに周期的現象として現れ得るものであることを明らかにした。この計算結果の妥当性を確認するためには是非とも実験的な検証が必要である。本実験では数値

解析と同じ翼厚比15%のだ円翼を用いて, 翼が数値解析と同様な振動形, すなわち半翼弦点まわりに片振幅 $\alpha_1=5^\circ$ で角振動する場合について, 平均迎え角 α_0 と無次元振動数 $k(k=\omega b/U, \omega$:角振動数, b :半翼弦長, U :一様流速)を広範囲に変えて翼表面の非定常圧力分布を測定した。そしてこの圧力分布に基づいて, 失速渦の挙動や翼に働く空気力, モーメントに関して検討を加えた。

以下本報では, 角振動して失速状態に出入りする翼のまわりの非定常圧力分布, 翼に働く空気力, モーメントを, 失速渦放出の現象に注目しつつ, 流れ場と関連づけながら明らかにする。そしてこれらに対する平均迎え角 α_0 , 無次元振動数 k の影響について述べる。またこのとき, 第1, 2報の計算結果との比較検討も行う。

ここで実験の Re 数($Re=Uc/\nu, c$:翼弦長)は, $Re=3 \times 10^5$ (数値解析では 5×10^5)を用いた。

2. 実験装置および方法

実験は低速低乱流吸込風洞においてだ円翼を強制振動させて行った。風洞の測定部は横200 mm, 縦400 mmのく形断面をもち, 翼のねじり軸位置から上流へ500 mm, 下流へ800 mmまで同一断面形状が続いてい

* 昭和63年10月18日 第66期全国大会講演会において講演, 原稿受付 昭和63年5月10日。

^{*1} 正員, (株)日立製作所機械研究所(〒300 土浦市神立町502)。

^{*2} 正員, 東京大学工学部(〒113 東京都文京区本郷7-3-1)。

る。最高流速は 50 m/s であり、流れの乱れ強度は流速 15 m/s 時 0.19% (rms)、本報の実験時流速 45 m/s を含む 25 m/s 以上の範囲で約 0.10% であった。次に供試翼は図 1 に示すように、翼厚比 15% のだ円翼であり、翼弦長 100 mm、スパン長 200 mm のアルミニウム製の二次元翼である。ねじり軸の位置は半翼弦点である。翼の片面に翼弦にそって前・後縁を含んで合計 25 点の静圧測定孔を有しており、翼を上下裏返すことにより翼全周の圧力分布を測定する。静圧測定孔のスパン方向位置は、スパン中央である。また翼の加振方式は偏心ピン式であり、可能な振動数範囲は 5~40 Hz である。片振幅 α_1 は 1° から 7° まで 1° ごとに設定することができ、平均迎え角 α_0 は連続的に設定可能である。ただし本実験では $\alpha_1 = 5^\circ$ である。

圧力の測定は、翼表面各静圧測定孔での圧力をビニールチューブとスキヤニバルブを通して翼外部に設置された圧力変換器に導くことによって行った。翼振動の 1 周期について 128 点のサンプリングを行い、その圧力信号を翼振動の 50 周期分について平均化した後、圧力伝達経路の伝達特性についての補正を行うことにより翼表面非定常圧力を得た。ここで信号の平均化処理については、測定の対象となる現象が、ある状態が起るか否かが統計的にばらつくようなものである場合には、平均化することによってその本質が失われることがあり注意が必要であるが、本研究の場合にはそのようなことはないことを確認している。また信号のサンプリングあるいはその平均化のための翼変位の基準としては、偏心ピン回転軸に取付けられた有孔円板とフォトランジスタによりつくられるく形パルスを用いた。また圧力伝達特性の補正は、静圧測定孔から内径 1 mm、長さ 350 mm のビニールチューブ、スキヤニバルブ、そして圧力変換器とつながる圧力伝達経路の伝達特性をあらかじめ測定し、これに基づいて 0~800 Hz の範囲で行った。本実験における翼振動の最高振動数は 30 Hz 弱であり、結果として伝達系の補正はこの範囲で十分であった。

さて風洞実験においては、現象に対する風洞壁面の存在の影響に注意する必要がある。本実験装置について上下壁面の存在に起因する翼後流による流れのプロ

ックの影響、上下壁面のポテンシャル的影響、両側壁による現象の二次元性への影響について検討した結果、圧力測定値に誤差を生ずる原因として、上下壁面のポテンシャル的影響を除いて他の影響は無視し得ることがわかった。上下壁面のポテンシャル的影響を非失速の範囲について境界要素法を用いて検討した結果によれば、本実験の場合、壁面がない場合と比較して垂直力(翼弦に垂直方向の空気力)の係数 C_N において 4.1%, 半翼弦点まわりのモーメント(頭上げ正)の係数 C_M において 2.7% 値が大きくなる。ただし以下に示す実験結果にはその補正は行っていない。また翼が失速した場合については、翼の循環が減少することにより、このことの影響は小さくなると考えられる。

3. 実験結果

3.1 静的空力特性の実験結果 まずだ円翼の静的空力特性を知るために、 $Re = 1 \times 10^5, 2 \times 10^5, 3 \times 10^5$ の条件の下に、静止迎え角 $\alpha = 0^\circ$ から 30° まで 1° ごとに翼表面圧力分布の測定を行った。図 2 に $Re = 3 \times 10^5$ の場合の結果を示す。まず翼の失速形態について調べてみると、 $\alpha = 0^\circ$ から迎え角が増加するにしたがって前縁の負圧ピークは徐々に高くなった後、 $\alpha = 11^\circ$ と 12° の間で急に消滅している。これはこの迎え角範囲で翼背面の流れが前縁から急激にはく離に至ることを表している。また図 2 より、 $\alpha = 6^\circ \sim 10^\circ$ の範囲で前縁の負圧ピークのすぐ下流に層流はく離泡の存在による負圧台地を確認することができるが、負圧台地の幅、すなわち層流はく離泡の長さは迎え角の増加に従って短くなっていく。これらより、本だ円翼の失速形態は前縁失速型であると言える。次に本だ円翼の失速の機構、すなわち翼が急激に前縁はく離状態に至る機構についてみる。前縁失速型の翼のはく離の機構としては“層流はく離泡の破裂”と“前縁における乱流境界層のはく離”の二つがあるが、今の場合、 $\alpha = 6^\circ \sim 10^\circ$ で存在していた層流はく離泡が、翼が前縁はく離に至る直前の迎え角 $\alpha = 11^\circ$ で消滅していること、また翼が前縁はく離の状態にある $\alpha = 12^\circ \sim 17^\circ$ において層流はく離泡が再び現れていることから、本だ円翼の急激な前縁はく離の機構は層流はく離泡のすぐ下流位置における乱流境界層のはく離であることがわかる。以上は $Re = 3 \times 10^5$ の場合の結果であるが、ここで述べたことからは $Re = 1 \times 10^5, 2 \times 10^5$ の場合にも同様である。また本だ円翼の静的失速角 α_{ss} (すなわち翼背面乱流境界層が翼前縁で急激にはく離して翼が前縁はく離に至る迎え角) は、 $Re = 1 \times 10^5, 2 \times 10^5$ の場合 $\alpha_{ss} = 11.0^\circ$ 、 $Re = 3 \times 10^5$ の場合 $\alpha_{ss} = 11.5^\circ \sim 11.7^\circ$ であ

図 1 供試翼

図2 翼表面定常圧力分布 ($Re=3 \times 10^5$)

り、静的ヒステリシス現象はみられなかった。また本実験では、以上の結果を踏まえて、翼前縁での負圧が最大となる迎え角を翼が前縁はく離に至る迎え角として用いることとした。

次に図3に3種の Re 数について、垂直力 N の係数 C_N 、半翼弦点まわりの頭上げを正としたモーメント M の係数 C_M 、

$$C_N = \frac{N}{\rho U^2 c/2} \quad C_M = \frac{M}{\rho U^2 c^2/2}$$

の結果を示す。 C_N における $\alpha=0^\circ \sim 4^\circ$ 付近の範囲を除いて C_N, C_M ともに3種の Re 数における結果はほぼ一致しており、上述の圧力分布の結果と合せて、本だ円翼の静的空力特性は $Re=1 \times 10^5 \sim 3 \times 10^5$ の範囲で変化しないと言える。ここでいずれの迎え角の場合にも、 $\alpha=4^\circ$ 付近で迎え角 α に対する C_N の変化のこう配 $dC_N/d\alpha$ が変化している。これに関して翼面境界層を計算した結果によれば、翼背面境界層の層流から乱流への遷移点が $\alpha=4^\circ \sim 7^\circ$ の間で後縁から前縁まで移動する。これによって翼背面の境界層厚さが変化して実質的な翼形が変化し、同時に翼後縁の境界層はく離点位置も変化することによって $dC_N/d\alpha$ が変化するものと考えられる。またこれにより、 $\alpha=0^\circ \sim 4^\circ$ の範囲で C_N の値に Re 数の違いによる差が現れるのは、この迎え角範囲では遷移点がまだ後縁にあって翼背面境界層は層流境界層であり、層流境界層は乱流境界層と比較して Re 数の影響を大きく受けることが原因と推測される。

図3 C_N, C_M の静特性

3.2 角振動する場合の実験結果 翼が比較的大きな振幅をもって角振動し、失速状態に出入りする場合として、数値解析と同じく翼が半翼弦点まわりに片振幅 $\alpha_1=5^\circ$ で角振動する場合の実験を行った。測定は平均迎え角 $\alpha_0=0^\circ \sim 20^\circ$ 間 2° ごと、無次元振動数 $k=0.05, 0.10, 0.15, 0.20$ の範囲で行ったが、以下にはそのうち、翼が失速状態に出入りする $\alpha_0=8^\circ \sim 16^\circ$ の場合の結果について、代表的な例を示し、考察を述べる。実験の Re 数は、前述のように $Re=3 \times 10^5$ (数値解析では $Re=5 \times 10^5$) である。

3.2.1 翼表面非定常圧力および翼に働く空気力と流れ場の様相 失速状態に出入りする翼のまわりの

流れ場を特徴づける現象として、本研究でいう失速渦放出現象が顕著であることを第1, 2報において述べた。ここではこのはく離流れの過程に対応する翼表面非定常圧力と翼に働く空気力の様相を、流れ場と関連づけながら、一例として $\alpha_0=14^\circ$, $k=0.15$ の場合を取り上げ、その結果を示した図4(a)~(d)を基にして述べる。図4(a), (b)は C_N , C_M の迎え角 α , 時間 t (図4中 ω は角振動数) に対する変化を示したもので、 α と ωt とは $\omega t=0, 2\pi$ で α が最小, $\omega t=\pi$ で α が最大という関係にある (ただし偏心ピン式の翼加振装置を用いたため α の ωt に対する変化は厳密には正弦振動ではない)。またこれらの図において LES と表示された破線は翼前縁の静圧測定孔での圧力が最小, すなわち翼が前縁はく離する迎え角, 時刻を表している。また図4(c)は翼表面各静圧測定孔位置における圧力の, 翼振動の1周期中の時間的変化を, 翼背面〔図4(c-1)〕および腹面〔図4(c-2)〕について示したものである。圧力は負圧が上向きにとっており, 各静圧測定孔について圧力の座標原点, $C_p=0$ が図の左側に示してある。 X/c は翼弦方向の位置座標であり, $X/c=0$ が前縁, $X/c=1$ が後縁を表している。また前縁 $X/c=0$ の静圧測定孔での圧力については, とくに破線で示してある。また図4(d)は翼背面〔図4(d-1)〕および腹面〔図4(d-2)〕における非定常圧力の翼弦方向分布を示したもので, 最も上方のものが $\omega t=0$ の場合, すなわち迎え角 α が最小となった時点での圧力分布であり, $\omega t=\pi$ に対応するものが最大迎え角時のものである。

まず図4(c-1)より, 翼が前縁はく離に至った後, すなわち前縁の負圧が最大となった後, 翼背面を前縁から後縁に向けて負圧のピークが流されていく様子を見ることが出来る。ここで一つの静圧測定孔の圧力の時間的変化に注目すると, $X/c=0.5$ より前縁側に位置する静圧測定孔において明らかに, ある時点でまず圧力がいったん増加し (負圧上向きに注意), 次いでただちに減少して鋭い負圧のピークが生じている。この圧力の時間的変化の様子を数値解析で得られた流れ場の様相と対比して考えてみると, 最初に生じる正圧のピークは翼背面逆流領域の先端のよどみ点とその静圧測定孔の位置に達することによって, またその後の鋭い負圧のピークは失速渦の中心が静圧測定孔の位置に達することによって生ずることが推測される。

このことより, 圧力の時間的変化において圧力がいったん増加した後急激に減少し終えた時点と失速渦の中心がその静圧測定孔の位置に達した時点とみなして C_N , C_M の時間的変化の様子と失速渦の中心の翼弦方

図4 角振動時の翼表面圧力と翼に働く空気力 ($\alpha_0=14^\circ$, $\alpha_1=5^\circ$, $k=0.15$)

向位置との関係を調べると、次のことがわかる。まず C_N について、図 4 (b) の上図より、 C_N は $\omega t = 0.75\pi$ 付近で最大となっており、このとき、図 4 (c-1) より失速渦の中心が $X/c = 0.6$ 程度の位置にあることがわかる。また $X/c = 0.6$ 程度より下流の静圧測定孔においては負圧のピークの波形は非常ににぶい形状のものとなっているが、これは失速渦が $X/c = 0.6$ 程度の位置に達した時点から翼を離れ始め、これらの静圧測定孔の位置に来た時点においてはすでに翼を離れつつある状態にあることを示していると考えられる。次に C_M が極小となる時点に注目すると、おおよそではあるが、そのとき負圧のピークが後縁に達していることがわかる。このとき、後縁付近の負圧のピークは再び鋭いピークを持った形状になっているが、このピークは上流側に伝ばしており、数値解析結果との対比より、これは翼後縁腹面側のはく離点から放出された強い渦度のかたまりが翼背面側に回り込むことによって生ずるのであることがわかる。数値解析においては C_M の極小は失速渦の中心が後縁に達した時点とその後のこの翼後縁腹面側のはく離点からの渦度による翼後縁背面側での渦の形成の時点の二度の時点で生ずるのであるが、実験においてはそれらは分離されていない。

またこの翼後縁腹面側のはく離点からの急激な渦度放出の影響は、翼腹面側の圧力にも及んでいる。図 4 (c-2) に示すように、翼背面側の負圧のピークが後縁に達したと同時に、腹面側はく離点からの渦度放出による変動が瞬時に上流に伝わっている。瞬時に伝わるのは、翼背面における負圧の変動の伝ばが渦(度)の対流輸送に基づくものであるのに対し、この翼腹面側での変動の伝達はポテンシャル的影響であり、音速で伝わる圧力波によるものであることによる。

また図 4 (c-1) より、最初に述べた第 1 の負圧のピークの流れの後に、第 2 の負圧のピークの流れをみることもできる。これは第 2 の失速渦放出に対応したものであり、このとき、図 4 (a), (b) からわかるように、 C_N, C_M には第 2 のピークが生じている。この第 2 の負圧ピークの流れ、すなわち第 2 の失速渦放出は、第 2 報に述べたように失速渦放出現象の周期的性質に起因するものである。

以上に述べた C_N, C_M の変化と翼表面圧力から推測される流れ場の様相は計算結果と良く一致しており、計算によって得られた失速渦放出現象の流れ場の様相が実験的に確認できたと言える。そしてまた、非定常に前縁はく離した翼に働く空気力やモーメントの時間的变化は、翼表面における負圧のピークの移動という現象を通して、失速渦の挙動と深く、かつ直接的に関

連していることがわかる。

なおここで静的空力特性に関して議論したのと同様に、角振動する場合の翼が前縁はく離に至る機構と様相について図 4 (d-1) より調べてみる。角振動する場合にも翼は急激な前縁はく離を示しているが、このとき層流はく離泡の長さは常に翼弦長の 3 % 以下であり、また迎え角が増加するに従ってその位置が前縁側へ移動するとともに長さが短くなっている。McCroskey⁽⁹⁾によれば、層流はく離泡の破裂によって振動翼に急激な前縁はく離が生じる場合には破裂直前の層流はく離泡は前縁から 50 % 翼弦点付近にまで広がる。これより大円翼の急激な前縁はく離は、動的にも前縁での乱流境界層の急激なはく離が原因であると言える。

3.2.2 C_N, C_M に対する平均迎え角 α_0 および無次元振動数 k の影響 実験結果のうち代表的な例として $(\alpha_0, k) = (10^\circ, 0.1), (10^\circ, 0.2), (14^\circ, 0.1)$ の 3 例を取り上げ、その C_N, C_M の時間的变化を図 5 (a) ~ (c) に、 C_N, C_M の迎え角 α に対する変化を図 6 (a) ~ (c) に示す。ここで図 5 の $\alpha_{\max}, \alpha_{\min}$ と表示された破線はそれぞれ翼の迎え角が最大、最小となる時刻を表し、図 5、図 6 の LES と表示された破線は翼が前縁はく離となる時刻または迎え角を表している。またここで、各結果は第 2 報に述べた数値解析の結果と比較する形で示してある。

まず図 5 より、 C_N, C_M の時間的变化についてみる。図 5 において最も特徴的なことは、前縁はく離した後に C_N の最大や C_M の極小の生ずる様子や、前縁はく離から C_N が最大となるまでの時間などが、 α_0 や k の相違にもかかわらず、ほぼ同じであるという点である。この状況は第 2 報の数値解析の場合と同様であり、これより、翼が前縁はく離した後のはく離流れの現象、すなわち本研究で言う失速渦放出現象はここで考える程度の範囲内であれば α_0 や k の値によらず固有な時間スケールをもってほぼ同様に現れるものであるということは、実験的にも確認されたと言える。

もちろん、より詳細に考える場合に、 α_0 や k によってどのように相違するかを数値解析や実験の結果に基づいて議論することは可能である。しかし本報ではまず、失速渦放出現象の最も重要な、第一義的な効果に注目することにした。

次に図 6 より、 C_N, C_M の迎え角 α に対する変化をみる。上述のごとく前縁はく離の後の C_N などの時間的变化の様子が k によってあまり変化しないものとすれば、その C_N などの迎え角 α に対する変化の様子は当然 k によって異なることになる。すなわち、

例えば C_N のピークは k が大きいほど α の変化に対して遅れた位相で生じることになる。これより図 6 (a) の場合と図 6 (b) の場合とを比較すると、 k の値が $k=0.1$ と小さい図 6 (a) の場合には C_N のピークは最大迎え角に達する以前に生じ、 k が 0.2 と比較的大きい図 6 (b) の場合には、最大迎え角を超えて C_N のピークが生じて最大迎え角付近に小さな逆まわりのループができていた様子を見ることが出来る。また同じく前縁はく離後の C_N などの時間的変化の様子が k によってあまり変化しないことから前縁はく離の前後で $dC_N/d\alpha$ が変化し、 k が小さいほど、前縁はく離後の $dC_N/d\alpha$ が大きいものとなることになるが、これについても図 6 (a), (b) の結果からそれを確認することができる。これらの様相は、比較する形で示した計

算結果と良く一致している。

また図 5, 6 において、 α_0 が 14° と大きい (c) の場合、数値解析の場合と同様に、 C_N の変化には第 2 の失速渦放出に対応して第 2 のピークが生じている。

3・2・3 C_N, C_M についての実験結果と計算結果との比較 以上 3・2・2 項の結果より、計算結果は実験結果と良く一致しており、第 2 報の数値解析によって得られたことがらを実験から確認することができた。ただしより詳細に比較すると、以下のような相違点がある。

まず最初に気付く点は、 C_N が最大となって減少した後、計算結果には短い周期の変動が現れているのに対し、実験結果にはそれがみられないということである。計算結果に現れている短い周期の変動は第 2 報に

図 5 C_N, C_M の時間的変化

おいて述べたようにカルマン渦放出現象によるものであり、それによる変動が実験結果に現れていないのは、実験では翼面上の非定常圧力を翼振動の50周期分の平均値として求めるので、翼振動の各周期でのカルマン渦放出現象の位相の違いによってその変動はランダム成分として除去されているからであると考えられる。以下、この短い周期の変動を除いて比較を行うものとする、次に前縁はく離後の C_M の変化について、計算結果には C_M の正のピークが明りょうには現れていない。 C_M の正のピークは翼前縁付近に初期の失速渦が形成された時点で生じるのであるが、数値計算においてこれが不明りょうとなっている原因としては、失速渦の発生初期の段階において乱流モデルによる渦粘性係数の値が過大な状態となり、この時点における渦の形成が不十分となっていることが考えられる。また次に、翼が非失速の状態にあるときの C_N の値を比較すると、計算結果のほうが小さい値となっている。この C_N の値の差が生じる原因としては、数値計算における、翼後縁に位置する翼上下面の二つの境界層の乱流はく離点の位置に対する推定誤差が第1に挙げられる。本数値解析では乱流境界層のはく離点の条件、すなわちはく離点における形状係数 H_{sep} の値として上下の二つの境界層に対して等しく $H_{sep}=2.1$ という値を用いており、上下の境界層に対して異なる値を用いることによってこのことは改善され得るものと考えられる。また、より精密な境界層計算法を用いることも、もちろん可能である。

以上、細かい相違点があるとはいえ、 C_N , C_M の時間的変化の様子、迎え角 α に対する変化のループの形状など、全体として実験結果と計算結果は良く一致していると言って良い。加えて数値計算によって得られた流れ場の様相と実験によって得られた翼表面非定常圧力の様相とは良く対応しており、これより本論文の数値解析方法、特に本研究で新たに開発して用いた外部流れの計算法の妥当性が確認できたと言えることができる。

4. む す び

以上本報では、角振動して失速状態に大きく出入りする翼のまわりの非定常圧力分布、翼に働く空気力を、流れ場と関連づけながら明らかにした。翼表面非定常圧力を観察することにより数値解析によって示された失速渦放出現象における流れ場の様相を間接的にはあるが確認するとともに、翼に働く空気力、モーメントの時間的変化は、翼表面における負圧のピークの移動という現象を通して、失速渦の挙動と直接的に関連

図6 C_N , C_M の迎え角 α に対する変化

していることを明らかにした。また、数値解析によって示された失速渦放出現象の様相、すなわちこの現象が翼振動の α_0 や k にあまり依存しないで、固有な時間スケールをもってほぼ同じに生じること、その周期的性質に起因して第2の失速渦放出が生じることなどを、実験的に確認することができた。そして翼に働く空気力について実験結果と計算結果を比較することにより、第1, 2報で述べた数値解析方法と計算結果の

妥当性を確認した。次報第4報では、以上本報までの数値解析、実験の結果を総括して検討し、考察を加えることを行う。

文 献

- (1) 時末・高田, 機論, 50-460, B (昭59), 3124.
- (2) 時末・高田, 機論, 50-460, B (昭59), 3133.
- (3) McCroskey, W. J., ほか2名, *AIAA J.*, 14-1 (1976), 57.