遷音速流れにおける2次元楕円翼の抵抗および揚力変動の 制御に関するCFD解析^{*1}

CFD Analysis of Control of Drag and Lift Oscillation on 2-Dimensional Elliptical Airfoil in Transonic Flow

海田 武司^{*2}・中村 佳朗^{*2}

Takeshi KAIDEN and Yoshiaki NAKAMURA

Key Words: Elliptical Airfoil, Flow Control, CFD, Drag and Lift Oscillation Reduction

Abstract: The control of drag and lift oscillation around a two-dimensional elliptical airfoil in a transonic regime is numerically investigated in the present study. In our laboratory, experimental researches on the control of both drag and lift oscillation around a circular cylinder, a square cylinder and an elliptical airfoil have been carried out, using small tabs. The objective of the present research is to make clear the detailed mechanism of reduction in drag and lift oscillation about the elliptical airfoil. As a result, it was found that small tabs make a virtual shape, and that the tabs push separation vortices, which cause the base drag, away from the airfoil. In addition, streamlines over the tabs are not largely curved in the wake. Therefore, the strength of shock waves produced on the airfoil is weakened, leading to a reduction in lift oscillation.

1. はじめに

円柱や翼型の後流に見られるカルマン渦が周期的に振動することは良く知られており、この現象についてはこれまで数多くの研究がなされてきている。この背景には、単に物理的な興味のみならず、実際の応用においても、この非定常現象がこれまで種々の悪影響を及ぼしてきていることがある。具体的には、カルマン渦は振動現象を発生させ、構造物と連成してフラッタ現象を誘起する。低速域では大規模な橋梁がこのカルマン渦により破壊されたり、また高速域では飛行している航空機や宇宙機の機体が、振動現象により破損したりする。特に、低速域から発生するカルマン渦に加えて、高速域で発生する衝撃波が連成して形成される流れ場は複雑な挙動を示すため、航空機・宇宙機設計には十分な配慮が必要である。

このような流れ場の制御方法の一つに、対象物体にデバイスを取り付け、対象物体まわりの流れを変化させる方法がある。いわゆる流れ制御である。これに関する有名な研究としては、Roshko¹⁾やApeltら²⁾による円柱の後流にスプリットプレートを取り付け、剥離渦振動や抵抗を減少させる研究がある。これらの研究は、低速流れ場中の、円柱上面および下面から放出されるせん断層が互いに干渉し相互の剥離渦を巻き込む周期的な振動現象をスプリットプレートにより阻止させるものである。

一方、本研究室では、遷音速流れ場中で、実機適用を念

頭に、より実現性の高いデバイスとして比較的小さいタブを取り上げ、これを対象物体に取り付けた場合の研究を重ねてきた。遷音速領域では、カルマン渦による周期的振動に加え、衝撃波が干渉するため、現象が複雑になる。これまでの本研究室の遷音速風洞試験から、円柱や角柱の物体表面にタブを取り付けると、抵抗低減や揚力変動抑制が可能であることが確認された^{3, 4)}。このような小さなデバイスには、仮想形状 (Virtual Shape) 効果があり、また、楕円翼においても、同様な効果が存在することも確認されている⁵⁾。

本研究では、楕円翼を対象物体として、風洞試験で確認された物理現象のメカニズムをCFD解析により検証するとともに、風洞試験で実施していないマッハ数や取付け位置等を幅広く変えて、新しい知見を得ることを目的とする。

2. 計算内容

2.1 計算対象 計算対象は、本研究室の風洞試験で採用された、主流方向とその垂直方向の比が約2:1の楕円翼である。風洞試験模型の実寸は流れ方向長さが41 mm、垂直方向長さが21 mmである。また、流れ場を制御するためのタブの高さは3 mmに固定し、その取付け位置は翼後縁より4 mm (タイプA)、3 mm (タイプB)、2 mm (タイプC)、1 mm (タイプD)の4種類とした(第1図)。

2.2 計算格子 計算格子は代数的手法で生成され、C型単一格子である(第2図)。物体面上の格子点数は上下合わせて370点(タブ無しの場合は300点)で、後流部分も含めて物体表面に沿う方向に599点(タブ無しの場合は501点)、物体から離れる方向に150点、合計約90,000点(タブ無しの場合は約75,000点)の計算格子を使用した。

^{*1} © 2004 日本航空宇宙学会

平成15年11月24日原稿受理

^{*2} 名古屋大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻

第 1 図 計算対象概要図

第 2 図 計算格子 (タイプ B)

2.3 計算手法 支配方程式は 2 次元薄層ナビエ・ストークス方程式で、対流項には Roe の風上差分に MUSCL による高精度化⁶⁾を組み込んでいる。時間積分は LU-ADI 法を適用し、計算開始時は局所時間刻み幅法で収束を加速して、途中から全格子点一定時間刻み幅法で非定常計算を行っている。その際、時間精度を確保するために、時間刻み幅を十分小さくしている。また、流れ場は非定常であるため、ここで示す計算結果は全て時間平均化されている。さらに、流れ場は乱流と考え、剥離現象を比較的精度良く、かつ効率的に捉えるために、Baldwin-Lomax 代数モデル⁷⁾に Degani-Schiff の修正⁸⁾を加えた乱流モデルを使用している。

2.4 計算条件 計算条件として、迎角は $\alpha = 0^\circ$ に固定し、マッハ数は $M = 0.4 \sim 0.75$ までの範囲から 9 点を選択した。また、レイノルズ数は風洞試験と同じ $Re = 4.5 \times 10^5$ (翼弦長基準)とした。

3. 風洞試験結果との比較・検証

名古屋大学航空宇宙工学教室が所有する計測部 0.4m (高さ) $\times$ 0.3m (奥行き) の遷音速風洞⁹⁾ で実施した楕円翼の風洞試験結果と比較しながら、CFD 解析結果を検証する。本論文の空力係数は、翼弦長を代表長さとして無次元化されている。

第 3 図 CFD と風試の抵抗係数差分比較

第 4 図 CFD と風試の圧力変動振幅比較

3.1 抵抗係数の変化 CFD 解析および風洞試験において、各マッハ数における楕円翼のタブ有りと無しの場合での抵抗係数の差を第 3 図に示す。タブは後縁から 3mm の位置にあるタイプ B を用いている。CFD 解析は 2 次元で風洞試験は 3 次元であるため定量的には困難であるが、定性的には両者の傾向は類似している。すなわち、CFD 解析および風洞試験のいずれにおいても、タブを取り付けることにより、 $M = 0.62$ 近傍で抵抗係数が最も減少している。詳細は、4 章と 5 章で述べる。

3.2 後縁圧力変動振幅の変化 次に、楕円翼後縁近傍の圧力変動の振幅について、各マッハ数での CFD 解析と風洞試験の比較を第 4 図に示す。振幅の評価は最大値と最小値の差 (Peak to Peak) で行い、試験模型の圧力孔は後縁から 2mm 上流の下面にある。風洞試験では、マッハ数を上げると振幅が増大し、 $M = 0.65$ を超えると再び減少する。つまり、 $M = 0.65$ 近傍で振幅が最大となる。一方、CFD 解析においても、 $M < 0.62$ ではマッハ数とともに振幅が増大し、 $M > 0.62$ では振幅は減少する。すなわち、 $M = 0.62$ で振幅が最大となる特性を示す。圧力変動振幅値は CFD の方が若干大きい。風洞試験でも $M = 0.65$ 付近で振幅が最大となっており、両者の対応は定性的に合っている。

第5図 風試とCFDの圧力変動周波数比較(タブ無し)

ちなみに $M = 0.62 \sim 0.65$ を中心に後縁圧力振動が大きくなる原因は、後述する第12図の密度勾配の時間変化からもわかるように、剥離渦はマッハ数が増加すると強くなるが、あるマッハ数を超えると衝撃波が強くなり、剥離流は衝撃波の根元から直線的に後方に延びるため、後縁圧力への影響が減少するためと考えられる。

3.3 後縁圧力変動周波数の変化 さらに、各マッハ数における楕円翼後縁近傍の圧力変動周波数(圧力変動ピーク値が最も大きい周波数: 第1周波数)のCFD解析と風洞試験の比較を第5図に示す。圧力の計測点は前節と同じである。CFD解析における周波数解析では、計算時間の関係上十分長い時間間隔でのサンプリングができないため、周波数解像度は十分とは言えない。そこで、周波数解析結果においては、第2周波数(2番目にピークが大きい周波数)も同時に図中に示す。風洞試験では、 $M \leq 0.58$ では周波数が3,000 Hz程度となっているが、 $M = 0.60$ で周波数が急激に減少し、1,000 Hz程度となる。 $M \geq 0.62$ では周波数が徐々に上昇し、1,300 ~ 1,600 Hz程度となる。一方、CFD解析では、第1周波数と第2周波数でマッハ数の高いところで若干傾向は違うが、 $M = 0.58$ で周波数が最大となり、 $M = 0.60$ では急激に周波数が減少する。CFD解析と風洞試験の両方とも、この $M = 0.60$ での周波数の急激な落ち込みが見られ、定性的には良く対応している。この落ち込みの原因は、前節同様、カルマン渦と衝撃波の干渉と考えられる(第12図参照)。マッハ数が増加するとカルマン渦と衝撃波が干渉してそのカルマン渦は上下に大きく振られるとともに、後縁からの距離が離れて後縁圧力への影響が小さくなる。そのため、後縁圧力は周波数が小さくなると思われる。

以上より、抵抗係数、および表面圧力変動の振幅と周波数について、風洞試験とCFD解析を比較し、CFD解析が概ね妥当な結果を与えることを確認した。

4. CFD解析の結果概要

4.1 抵抗係数の変化 マッハ数を $M = 0.40$ から 0.75 まで変化させたときの抵抗係数の変化について、第6図a

第6図(a) 抵抗係数の比較

第6図(b) 抵抗係数差分の変化

に抵抗係数そのものを、第6図bにタブ有りの場合からタブ無しの場合を引いた抵抗係数差分を示す。

抵抗係数は、タブ無しの場合には、マッハ数とともに増加する(第6図a)。後述するように、マッハ数が増加すると翼面上に衝撃波が現われ、その影響で楕円翼の後半部でほぼ剥離した流れ場となる。その結果、圧力回復が困難となり、抵抗係数が増大する。また、文献10)によると、非圧縮領域においては、今回の楕円翼形状およびレイノルズ数では抵抗係数が0.2との実験結果があり、本解析結果がほぼ妥当と言える。さて、タイプA, B, Cの場合、 $M = 0.40$ ではタブを付けると抵抗係数は増加する。さらにマッハ数を上げると抵抗係数は減少し、タイプA, Bでは $M = 0.60 \sim 0.65$ 、タイプCでは $M = 0.5$ で極小値をとる。 $M = 0.75$ になると、再び抵抗係数はタブ無しの場合と同程度となる。一方、タブが最も後縁に近いタイプDでは、マッハ数とともに抵抗係数が単調に増加するというタブ無しの場合と同じ傾向を示すが、その値はいずれのマッハ数においてもタブ無しの場合より減少している。

第6図bの抵抗係数差分を見ると、タイプA, Bでは、 $M = 0.62 \sim 0.64$ で、また、タイプCでは、 $M = 0.56$ で抵抗係数の低減効果が最大となる。一方、タイプDでは、全てのマッハ数で、抵抗係数の低減効果が見られる。これらの中で、タイプAで $M = 0.64$ の場合が、最大の抵抗減

少 (約 34%) となる。

4.2 揚力係数変動振幅の変化 揚力係数変動の最大値と最小値の差 ΔCl (Peak to Peak) とマッハ数の関係を第 7 図に示す。タブが無い場合には、今回計算したマッハ数の範囲ではマッハ数とともに減少する傾向にあり、 $\Delta Cl = 1.5 \sim 2.3$ となる。一方、タブを付けた場合には、いずれのタブ取付け位置においても、またいずれのマッハ数においても振幅が大幅に減少している (タイプ D の $M = 0.70$ で少し揚力係数変動が大きくなる程度)。

4.3 揚力係数変動周波数の変化 揚力係数変動の周波数とマッハ数の関係を第 8 図に示す。この図では、周波数解析において 2 番目に大きい変動値と僅差の場合でも、揚力係数変動値が最大となる周波数 (第 1 周波数) をプロットしているため、周波数が急激に変化するように見える場合がある。また、他の風洞試験では、風速 10 m/s の低速領域において本研究対象とほぼ同じ縦横比をもつ楕円翼が発生する渦振動のストローハル数は 0.27⁽¹⁾ との報告がある。これを $M = 0.40$ において有次元換算をすると約 1,840 Hz となり、本 CFD 解析結果の約 1,400 Hz と概ね妥当な結果となっている。

3.3 節の後縁圧力変動とは異なり、タブの無い場合には、 $M = 0.50 \sim 0.60$ を除いて、揚力係数変動周波数はマッハ

数とともに増加する。 $M = 0.50 \sim 0.60$ では、一時的に周波数が 1,700 Hz 程度から 1,000 Hz 程度に減少するが、この原因については、第 5 章で述べる。一方、タブを付けた場合には、その取付け位置により周波数変化の様子が異なるが、タイプ A ~ C では $M = 0.4 \sim 0.6$ において、周波数は 2,000 ~ 3,500 Hz となり、タブ無しの場合と比べて大幅に増加する。さらに、タイプ A と B では、 $M = 0.60$ または 0.64 を超えると急に周波数が減少する。また、タイプ C では他のタイプと異なり、本解析の範囲では周波数の落ち込みは見られず、 $M = 0.62$ までは 3,000 Hz 程度の周波数であるが、それ以降周波数は徐々に減少する。最後に、タブが最も後縁に近いタイプ D では、タブ無しの場合と周波数レベルが類似しており、 $M = 0.60$ 近傍での周波数の落ち込みも同様である。

5. 流れ場の詳細な検討

5.1 時間平均化された流れ場 タブを取り付けた場合に、1) タイプ D を除いて抵抗が増加する $M = 0.40$, 2) いずれの取付け位置でも抵抗が減少する $M = 0.62$, さらに 3) いずれの位置でもあまり抵抗が変化しない $M = 0.75$ の 3 種類のマッハ数について、タブ無し、タイプ B および D を代表として、時間平均流跡線を第 9 図に、また時間平

第 7 図 揚力係数変動振幅の変化

第 8 図 揚力係数変動周波数の変化

a) $M=0.40$

b) $M=0.62$

c) $M=0.75$

第 9 図 時間平均流跡線

第 10 図 時間平均圧力分布

均圧力分布を第 10 図に示す。

5.1.1 流跡線 $M = 0.40$ のタイプ B のタブでは (第 9 図 a), タブ後方の剥離渦はタブ無しと比べて翼の後ろ側 (タブの後ろ側) に回り込んでおり、渦の大きさも増大している。一方、タイプ D では完全にタブが剥離流中に入り込み、剥離渦は翼の下流側に移動している。

$M = 0.62$ になると、タブ無しの状態では翼後流側により大きな剥離渦が生成されている (第 9 図 b)。この流れに、タイプ B のタブを入ると、楕円翼中間点を過ぎた流れはタブの直前で剥離渦を生じ、その外側ではより流線形に近い形状の滑らかな流れ (言い換えれば細長比が大きな物体まわりの流れ) となる。タブの後流では、タブ無しの場合と比べて剥離渦はかなり小さくなっている。タイプ D についても、同様の傾向である。

$M = 0.75$ では、タイプ B では剥離渦の位置および大きさにあまり変化は見られないが、タイプ D の場合には、剥離渦はタブによって後方に押し出されている (第 9 図 c)。

5.1.2 圧力分布 次に、圧力分布から流れ場を検討する。第 10 図 a の $M = 0.40$ では、タイプ B のタブ直後に前述した剥離渦の負圧が存在し、この負圧が抵抗を増加させている。一方、タイプ D ではタブ無しの場合と比べて後流の負圧領域が翼から遠ざかり、その結果、抵抗が減少している。

$M = 0.62$ になると、タイプ B の翼面上後半で気流の加速と思われる負圧が発生し、抵抗増大を予想させるが、翼後方ではタブ無しで見られた剥離渦の負圧領域がほとんど

第 11 図 最大揚力時と最小揚力時での圧力分布 (タブ無し)

見られず、ベース抵抗低減につながっている (第 10 図 b) .
また、タイプ D の場合でもタイプ B とほぼ同じである .

$M = 0.75$ になると、タイプ B ではタブ無しの場合とほぼ同じ位置に後流の負圧が発生している (第 10 図 c) .
しかし、タイプ D ではタブの前方に負圧が発生し、また翼後方の剥離渦が翼から遠ざかり、抵抗が減少している .

以上のことから、タブを取り付けて抵抗を低減させる流れ場の特徴は、1) タブの前方に渦を作り推力を発生させる、2) タブの後方では翼からの剥離渦をできる限り弱める、あるいは翼から遠ざけることである . 本解析で使用した、ほとんどのタブ取付け位置では、マッハ数が $0.5 \leq M \leq 0.75$ の範囲で抵抗低減を達成している .

5.2 時間変動する流れ場

5.2.1 タブ無しの場合

タブ無しの場合の圧力分布の時間変動を見るために、揚力が最大および最小となる場合の翼上面の圧力分布をマッハ数ごとに示す (第 11 図) . 第 11 図 a の $M = 0.40$ では上面の圧力分布は翼前縁近傍から翼全体に渡り変化し、揚力係数の変動が大きい . しかし、第 11 図 b ~ d に示すように、マッハ数が増加し翼面上圧力が臨界圧力係数 (Cp^*) より低い超音速領域が発生すると、その性質上翼後流の擾乱が翼前半部まで基本的には到達しなくなる . その結果、翼前半部の圧力変化は小さくなり、翼後半部のみで衝撃波の移動により圧力が変化する . このように、マッハ数が増加すると、翼面上圧力が変化する領域が限定されるため、揚力係数の変動が減少すると考えられる (第 7 図参照) . 同じ理由により、揚力変動周波数は、 $M = 0.60$ 近傍を除いてマッハ数が増加するとともに、増加する (第 8 図参照) .

第 12 図には、風洞試験で使用されるシュリーレン写真を模擬して、タブ無しの場合での、各マッハ数における密度勾配の瞬間値分布を示す . 左側の列にある図が最大揚力時の結果で、右側は最小揚力時である . まず、第 12 図 a の $M = 0.40$ では、衝撃波の発生もなく翼後半部から周期的にカルマン渦が放出されている . この時の周波数は第 8 図より約 1,400 Hz である . また、第 12 図 b の $M = 0.58$ になると、衝撃波が翼面上に発生するようになり、カルマン渦と連動して周期的な振動となっている . ただし、衝撃波は上下面で対称な位置には現われず、上下面で交互に移動する . そのため、周期的な動きは比較的遅い . これが、第 8 図の揚力変動周波数が一時的に減少する理由で、このとき衝撃波はそれほど強くはない . さらに、マッハ数が増加し、第 12 図 c の $M = 0.62$ となると、衝撃波が上下面でほぼ対称な位置で移動するようになり、短い周期の現象となる . これにより、第 8 図のタブ無しの変動周波数が再度増加する . また、衝撃波も強くなる . 第 12 図 d の $M = 0.75$ となると、衝撃波はより一層強くなるが、その位置はあまり大きくは移動しない . 一方、衝撃波の根元から放出する剥離渦の大きさは小さく、短い周期で放出される . そのため、変動周波数も再び 2,000 Hz 程度 (第 8 図参照) に増加する . また、 $M = 0.75$ では衝撃波による剥離が支配的となり、衝撃波の根元から直線的に後流へ剥離せん断層が放

第 12 図 密度勾配の時間変化 (タブ無し、左側：最大揚力時、右側：最小揚力時)

出されている .

5.2.2 タブの効果

次に、タブを取り付けた場合の圧力分布の時間変動を見るために、揚力が最大および最小となる場合の翼上面の圧力分布を示す (第 13 図) . ここでは、タブの効果が大きい $M = 0.62$ の場合について論ずる . タブ無しの場合、第 11 図 c からわかるように、コード長の約 40% 位置から後方で衝撃波が移動し、大きな揚力変動が見られる . 一方、タイプ A と B では、強い衝撃波が観察されず、揚力変動もタブ近傍に限られる . また、タイプ C では、衝撃波がコード長約 40 ~ 50% 位置の間で移動している . ちなみに、タイプ D はタブ近傍では異なるが、基本的にはタブ無しの場合と類似した圧力分布となっている .

また、タブがある場合の密度勾配の瞬間値の分布を第 14 図に示す . 第 12 図と同様に、左側の列が揚力最大時で、右側の列が揚力最小時である . 強い衝撃波が翼面上を前後に移動するタブ無しの場合と異なり、タイプ A, B では複数の弱い衝撃波群が翼面上に発生しており、大きな揚力変動は見られない (第 7 図参照) . このタイプ A, B では、翼中間あたりで剥離したせん断層がちょうど後方のタブ付近に到達し、その後滑らかに下流に流れていく (タブ無しの場合には上下面の後流渦が交互に成長してベース部を占領) .

第 13 図 最大揚力時と最小揚力時での圧力分布 ($M = 0.62$)

このとき、流線はあまり大きな曲率を持たないので、衝撃波の発生も少ない(これが仮想形状効果の一つの特徴)。これに比べて、タイプ C の場合は、タブ無しの場合(周波数 1,800 Hz 程度)と比べて、取り付けたタブの影響で翼面上の衝撃波が翼後半部まで移動しない(第 14 図 c 参照)ため、揚力変動も小さく、また変動周波数も 3,000 Hz 程度と比較的高い(第 8 図)。また、タイプ D では、これまでの結果でも述べたように、タブが後縁に近いのでタブの影響が小さい。そのため、タブ無しの場合と同様な流れのパターンを示している。

これまで、抵抗および揚力変動の変化と流れ場との関連について述べてきたが、これらをまとめると以下のようになる。

(1) タブが無い場合の楕円翼の特性において、揚力変動に関しては、マッハ数を増加すると翼前半部の圧力分布の変化は小さくなり、翼後半の圧力変動のみで揚力変動が発生する。そのため、マッハ数が増加すると揚力係数の変動は減少する。一方、周波数に関しては、上下面で発生する衝撃波の位相により異なる。低マッハ数では 1,400 Hz 程度で、これはカルマン渦による振動と考えられる。中程度のマッハ数 ($M = 0.58$) では、翼の上下面で交互に衝撃波が発生し、周波数は若干減少する。 $M = 0.62$ になると、翼上下面で同位相で衝撃波が発生し、周波数が再び 2,000 Hz 程度に上昇する。さらにマッハ数が増加すると、衝撃波と境界層の干渉が強くなり、衝撃波の根元から発生する剥離

渦の大きさは小さくなり、周波数はさらに増大する。

(2) 今回採用した 4 種類のタブ取り付け位置のどの場合でも、 $M = 0.60$ 付近で抵抗が低減されることがわかった。そのとき、タブがあることにより、剥離渦は翼後方に押し出され渦による負圧が減少し、ベース抵抗が低減される。また、仮想形状効果として流れはタブを滑らかに飛び越えて行く。逆に、タイプ B で $M = 0.40$ の場合のように、タブの下流側に大きな剥離渦が捕獲されると抵抗は増加する。

(3) 一方、揚力変動の振幅に関しては、今回使用した 4 種類のタブ取り付け位置は、いずれも効果を示した。特にタイプ A, B, C では揚力変動がかなり減少し、 $M = 0.60$ 付近での揚力変動はタブ無しの場合の約 $1/6$ となる。これは、タブを取り付けることにより、翼後半の流線が翼に沿わず直線的となる(仮想形状効果)ため、衝撃波の発生が抑えられるからである。また、周波数特性もこの仮想形状効果により、カルマン渦の明確な周期性が見られず、周波数は全体的に高くなっている。

6. ま と め

本研究では、2 次元楕円翼を対象物体として、マッハ数が増加すると、翼後流のカルマン渦の他に、翼面上に衝撃波が発生し、揚力変動が生じる現象を CFD 解析から捕らえることができた。また、後縁付近に取り付けたタブにより流れを制御し、抵抗低減と揚力変動の抑制が可能であることが明らかになった。特に、本研究で採用したいずれの

第 14 図 密度勾配の時間変化 ($M = 0.62$, 左側: 最大揚力時, 右側: 最小揚力時)

タブ位置でも, $M = 0.60$ 近傍では抵抗と揚力変動の両方を低減できる。これは, タブを取り付けることにより生じる仮想形状効果で, これにより衝撃波が弱められるためである。

本研究で明らかとなったタブの効果は, 航空宇宙機器の実機設計への適用に有効であり, 実機構造の強度等を考慮した現実的なタブの開発が期待される。

本研究を実施するにあたり, 菱友計算 (株) 鈴木康司氏に多大な御協力を頂き, ここに感謝の意を表します。また, CFD 解析検証のための風洞試験を実施するにあたり, 名古屋大学 松野 隆氏, 新川智英氏に御支援を賜り, 感謝致します。

参 考 文 献

- 1) Roshko, A.: On the Drag and Shedding Frequency of Bluff Cylinders, NACA TN 3169, 1954.
- 2) Apelt, C. J., West, G. S. and Szweczyk, A. A.: The Effects of Wake Splitter Plates on the Flow Past a Circular Cylinder in the Range $10^4 < R < 5 \times 10^4$, J. Fluid Mech., **61** (1973), pp. 187–198.
- 3) Layukallo, T.: Control of Flow Separation on Two-Dimensional Bodies at Transonic Speed, Doctor Thesis, Department of Aerospace Engineering, Nagoya University, 2002.
- 4) ラユカロトンビ, 中村佳朗: Suppression of Flow Separation on a Circular Cylinder in Transonic Flows, 第 32 回流体力学講演会講演集, 2000, pp. 251–254.
- 5) 新川智英, ラユカロトンビ, 中村佳朗: 楕円柱まわりの遷音速バフティングとその抑制, 第 41 回流体力学会年会講演集, 2002, pp. 98–99.
- 6) Fujii, K. and Obayashi, S.: High-Resolution Upwind Scheme for Vortical-Flow Simulations, J. Aircraft, **26** (1989), pp. 1123–1129.
- 7) Baldwin, B. S. and Lomax, H.: Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows, AIAA Paper 78-257, 1978.
- 8) Degani, D. and Schiff, B. L.: Computation of Turbulent Supersonic Flows around Pointed Bodies Having Crossflow Separation, J. Comput. Phys., **66** (1986), pp. 173–196.
- 9) Layukallo, T. and Nakamura, Y.: Flow Stabilization in a Transonic Wind Tunnel with a Second Throat, J. Aircraft, **37** (2000), pp. 229–237.
- 10) Hoerner, F. S.: Fluid-Dynamic Drag—Practical Information on Aerodynamic Drag and Hydrodynamic Resistance, Published by Author, 1958.
- 11) Choi, J.-H. and Lee, S.-J.: Ground Effect of Flow around an Elliptic Cylinder in a Turbulent Boundary Layer, J. Fluids Struct., **14** (2000), pp. 697–709.