

3D02 非構造格子CFD ソルバによる翼後縁騒音の高忠実度解析

○ 宮本 一熙, 小椋圭太, 小西晃平 (東京農工大学),
小島良実 (宇宙航空研究開発機構), 亀田正治 (東京農工大学)

High-Fidelity Simulation of Trailing Edge Noise with an Unstructured-Grid CFD Solver

Key Words : Aeroacoustics, CFD, Transition

Abstract

Trailing-edge (TE) noise generated at moderate Reynolds numbers is characterized by strong tonal components arising from laminar-boundary-layer vortex shedding (LBL-VS). Accurate prediction of this phenomenon requires high-fidelity simulations, yet achieving quantitative agreement with experimental data remains challenging. In this study, we aim to establish a high-fidelity analysis framework using an unstructured-grid CFD solver. First, our results were validated against a previous three-dimensional structured-grid CFD simulation. The unstructured solver reproduced key flow features and frequency characteristics of TE noise with good agreement, while requiring only half the number of grid points. However, differences in solver accuracy resulted in tighter time resolution requirements. Next, we compared CFD results under two angle-of-attack (AoA) conditions with wind tunnel data. Applying AoA correction shifted the transition point on the pressure side upstream and caused a secondary spectral peak to appear at the same frequency as the experimental main peak. This suggests a correlation between transition location and dominant frequency, indicating that aligning the transition point with experiments can improve frequency prediction. However, AoA correction delayed transition on the suction side, whereas the experiment suggested fully developed turbulence near the suction-side trailing edge. This shows that AoA correction alone is insufficient to match the experimental flow conditions. Therefore, introducing freestream turbulence into CFD is expected to promote earlier transition on both sides and further improve agreement with experimental results.

1. 緒言

翼後縁騒音 (Trailing edge noise: TE ノイズ) は特定の条件下で翼後縁から放射される騒音で、気流条件に応じて分類される^[1]。中程度のレイノルズ数 (翼弦長基準: $O(10^4 - 10^5)$) における TE ノイズは、Laminar-boundary-layer Vortex-shedding (LBL-VS) 型と呼ばれ、その発生機構については先行研究により多くの知見が蓄積されてきた^{[2], [3], [4], [5]}。LBL-VS 型 TE ノイズの発生において、まず境界層内に存在している不安定性 (Tollmien Schlichting instabilities: TS 波) が後縁に向かって伝搬する過程で乱れを受容し、層流剥離泡において強い横渦を形成する。この渦が後縁にたどり着き放出されることで TE ノイズが放射される。このとき、TE ノイズが境界層内を上流に向かって伝搬する過程で TS 波を励起することで、再び後縁における渦放出・音波放射を誘起するという音響フィードバック機構が形成されることが知られている (Figure 1)。

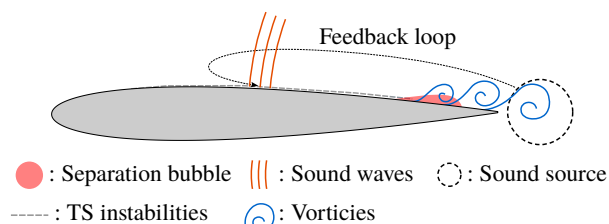


Figure 1 TE noise radiation mechanism

しかし、このフィードバック構造の正確な原理など、発生機構の詳細な部分は明らかにされておらず、さらなる研究が必要とされている^[6]。また、LBL-VS 型 TE ノイズは無人航空機や小型風力発電機における主要な騒音源の一つであり、これらの利用拡大に伴い低騒音化が一層強く求められている。本研究では、LBL-VS 型 TE ノイズを対象とし、さらなる発生機構の解明を目指す。

先行研究において、小椋ら^[7]はパルスレーザを用いた TE ノイズ低減手法に関して、風洞試験 (Wind tunnel test: WTT) と数値流体力学 (Computational fluid dynamics: CFD) 解析を行った。この研究では、パルスレーザによる TE ノイズ低減の可能性が示されたが、TE ノイズ由来の圧力変動に関して、実験に対して数値解析では大幅に小さい振幅が得られた。実験現象の詳細な解析において、CFD 解析による定量評価は有用であり、これには高い予測精度が要求される。しかし、実験における TE ノイズ現象を CFD 解析において定量的に予測することは困難であり、これまでに成功した例はほとんどない。本研究では、風洞試験と直接比較可能な高忠実度解析に必要な要素を明らかにし、得られた流れ場から TE ノイズの発生機構解明に取り組み、新たな知見の獲得を目指す。

数値解析による TE ノイズの先行研究において

は、多くの場合に構造格子用ソルバが用いられてきた。非構造格子と比べたとき、構造格子では境界層や主流方向に沿った格子の整形や高次精度スキームの適用が容易であり、このため、TE ノイズを含む複雑かつ非定常な流れ現象を高精度に解析するのに適している。一方で、構造格子は複雑形状への適用が難しく、格子生成には高度な整形作業と多大な工数を要する。これに対し、非構造格子ではより柔軟で容易な格子生成が可能であり、航空機全機形状のような複雑形状への適用を見据えた場合には、非構造格子ソルバによる解析の適用可能性を検証することが望まれる。そこで本研究では、まず構造格子用ソルバとの比較により非構造格子ソルバの解析妥当性を確認し、その上で実験との比較に基づく現象解析を行う。

TE ノイズはレイノルズ数や迎角に強く依存することが知られている。開放型風洞では、風洞ノズルや供試体等の影響によって流れが偏向されるため、迎角補正が必要であることが知られている。小椋らのCFD 解析では迎角補正を適用しておらず、これが実験とCFD 解析の間に見られた乖離の一因であると考えられる。そこで本稿では、開放型風洞における迎角補正に着目し、実験とCFD 解析を比較することで、本試験条件における迎角補正の必要性に加え、TE ノイズの迎角依存性について調査を行った。

2. 非構造格子用ソルバの適用性検証

2.1. 手法

本章では構造格子用ソルバを用いた先行研究との比較を通じて、非構造格子用ソルバのTE ノイズ解析への適用可能性を検証した。比較対象としたのは、Ricciardi ら^[5]による構造格子ソルバを用いた LBL-VS 型TE ノイズの3次元解析である。この先行研究では、NACA0012 翼に対して、翼弦長 L_c 基準でレイノルズ数 $Re = 5.0 \times 10^4$ 、マッハ数 $M = 0.3$ の条件で解析が行われた。

本研究では、JAXA が開発した非構造格子用圧縮性流体解析ソルバである FaSTAR を用いて数値解析を行った。非粘性流束の計算には、Kinetic Energy Preserving (KEP) スキーム^{[8], [9]}を小島らが改良した Shock

Stabilized KEP スキーム^[10]を、時間積分法には Lower-Upper Symmetric Gauss Seidel (LU-SGS) 法^[11]を用いた。これらの計算手法は空間・時間ともに2次精度である。一方、先行研究では空間6次精度、時間積分は翼近傍および遠方においてそれぞれ2次・3次精度が用いられている。

次に計算格子について述べる。本研究では、ヘキサ格子とプリズム格子を組み合わせたハイブリッドメッシュを使用した(Figure 2)。このハイブリッドメッシュでは、翼近傍を高精度に解像可能なヘキサ格子、翼遠方を形状追従性に優れるプリズム格子で構成している。プリズム格子はヘキサ格子に比べて形状の自由度が高く、格子サイズを柔軟に変化させることが可能である。このような構成により、翼近傍では境界層流れを精密に解像し、翼から離れた領域では粗い格子を用いることで、音響現象など広範囲を対象とする解析においても計算負荷を抑えた解析が可能となる。なお、ヘキサ格子領域の格子構成については先行研究の設定に準拠し、境界層厚さを十分に包含するように格子生成を行った。また、先行研究では遠方境界にスポンジ境界を用いることで音波反射に対策していたが、本法で用いるソルバにおいてはスポンジ境界機能がないため、遠方境界までに音波が減衰するよう xy 平面における計算領域を $|x|, |y| < 80$ と広くとった。ただし x, y, z は翼弦長 L_c で無次元化された座標系である。これらの格子構成により生成されたメッシュの総格子点数は 3.8×10^7 であり、先行研究(7.6×10^7)と比較して約半分の規模である。

時間刻み幅については、無次元時間刻み $\Delta t = \Delta \tilde{t} \cdot a/L_c$ ($\Delta \tilde{t}$: 時間刻み幅 [s], a : 音速 [m/s])を基準とし、先行研究と同様の 5.0×10^{-4} に加えて、より小さい時間刻みを用いた際の解析精度や挙動の違いを検証するため、 1.5×10^{-4} のケースも併せて解析を行った。このとき、一様流速度と最小格子幅に基づいて定義される CFL 数はそれぞれ1.5, 0.45となっている。

2.2. 結果

翼表面における圧力係数・摩擦係数および、境界層内における壁面接線方向流速を Figure 3 に示す。まず $\Delta t = 5.0 \times 10^{-4}$ では、いずれの量においても分布形状はおおむね一致するが、随所に定量的な差異が確認される。一方、 $\Delta t = 1.5 \times 10^{-4}$ では、 5.0×10^{-4} に比べて先行研究結果に大きく近づいており、特に翼近傍における圧力・摩擦・流速変動の挙動が定量的にも良好に一致していることが確認できる。このことから、翼面における剥離・遷移位置に加え、境界層内におけるTS波の成長挙動も、非構造格子ソルバによって適切に捉えられていると推察される。これらの領域はTE ノイズの発生に密接に関与することから、本

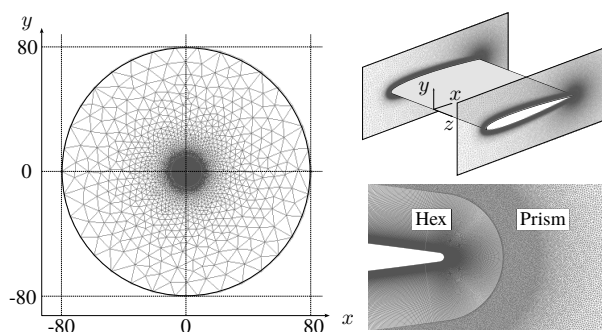


Figure 2 Overview of a numerical mesh

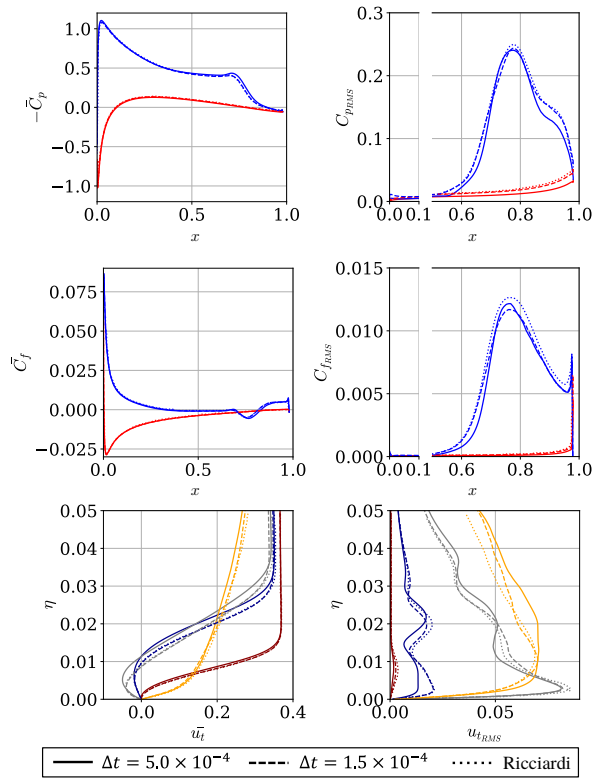


Figure 3 Mean and RMS distributions of (a,d) pressure and (b,e) friction coefficients along the airfoil surface, and (c,f) tangential velocity profiles in the wall-normal direction η , compared with the results reported by Ricciardi et al.^[5]

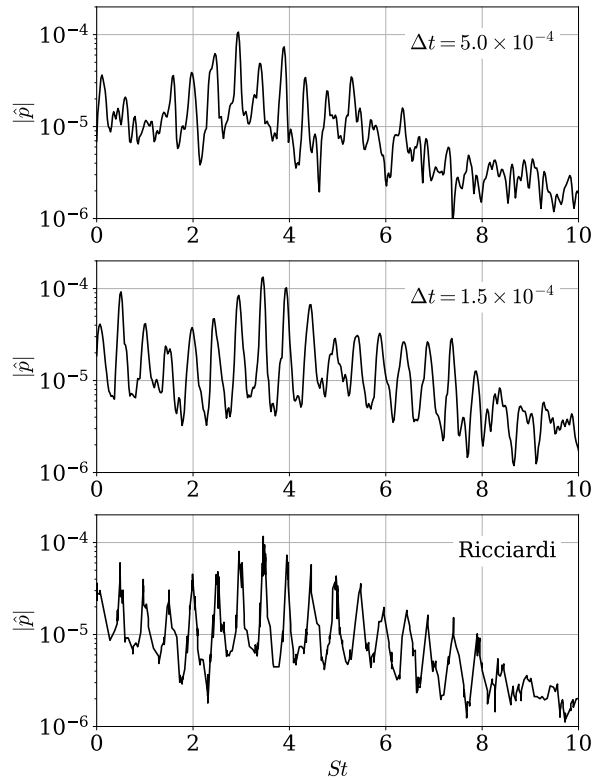


Figure 4 Amplitude spectrum of pressure fluctuation at $(x, y) = (1, 1)$, compared with the results reported by Ricciardi et al.^[5]

解析結果は現象再現性の観点で高い妥当性を持つといえる。

次に、翼遠方2点における圧力変動の振幅スペクトルを Figure 4 に示す。まず $\Delta t = 5.0 \times 10^{-4}$ では、先行研究とほぼ同一の周波数にピークが現れているものの、ピーク強度に差があり、最大ピーク周波数にもわずかなずれが見られる。さらに、 $St = 0.5$ 付近に観測されたべき山なりの構造が再現されていない点も確認された。一方、 $\Delta t = 1.5 \times 10^{-4}$ では、主要ピーク周波数とその強度において先行研究と良好な一致が得られた。さらに、 $St = 0.5$ における緩やかな山なりのピーク構造も明瞭に観測されており、定量的にもほぼ一致したスペクトル特性が得られた。以上より、非構造格子ソルバにおいても、時間刻み幅を適切に設定すれば、TE ノイズの主要な放射周波数構造を高い精度で再現可能であることが示された。

以上の結果より、非構造格子ソルバによっても高い精度で TE ノイズの再現が可能であることが示された。以降ではこの結果を踏まえ、実験との比較に基づく詳細な解析を行う。

3. 風洞試験

3.1. 手法

本風洞試験は、JAXA の $0.65 \text{ m} \times 0.55 \text{ m}$ 小型低乱風洞にて、Figure 5 に示すように翼模型を鉛直に配置し、翼模型の上下端にのみ平板壁を有する開放型測

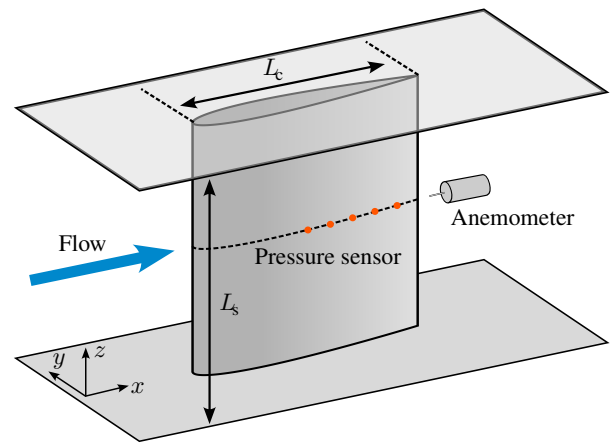


Figure 5 Overview of WTT settings

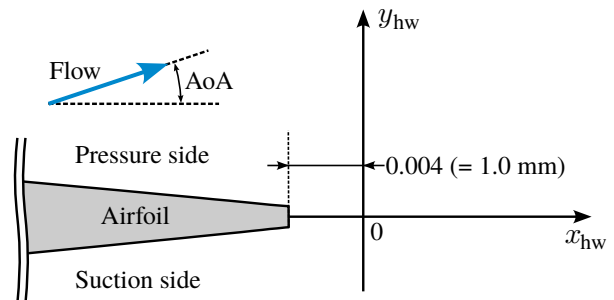


Figure 6 Definition of coordinates for measurement points of hot-wire anemometer: x_{hw} , y_{hw}

定部によって行った．翼型にはNACA0012翼を使用し，試験条件はそれぞれコード長 L_c :0.25 m, スパン長 L_s :0.595 m, 幾何迎角 α_{geo} :2.0 deg, レイノルズ数(代表長さ:コード長) Re : 3.78×10^5 , マッハ数 M :0.0662とした．本試験では，翼正圧面において $x = 0.5 \sim 0.9$ に計5つの非定常圧力センサ(XCQ0935D, Kulite)を埋め込み，圧力変動を測定した(Figure 5)．また， $x_{\text{hw}} = 0$, $y_{\text{hw}} = -0.08 \sim 0.08$ における流速変動を熱線流速計により計測した(Figure 6)．

3.2. 結果

非定常圧力センサから得られた，翼正圧面3点($x = 0.7, 0.8, 0.9$)における圧力変動の振幅スペクトルをFigure 7に示す．ただし図の横軸は周波数の無次元数であるストローハル数 St ，縦軸は無次元化圧力変動 $\hat{p}(=\hat{p}/(\rho_{\infty} a_{\infty}^2))$ (\hat{p} : 圧力変動[Pa], ρ_{∞} : 一様流密度[kg/m³], a_{∞} : 一様流音速[m/s])である．まず $St = 7.5$ において突出したピーク(メインピーク: 黒丸線)が確認できる．またメインピークの高調波成分($St = 15.0$: 黒丸点線)においてもピークが確認できる．これらの傾向は先行研究においても観察されており，TEノイズ発生時の特徴に一致している．よって，本試験ではTEノイズが発生しており，その主要周波数成分は $St = 7.5$ であると考えられる．

ここで $x = 0.9$ におけるスペクトルに着目したとき，メインピーク周辺に横軸等間隔で分布する複数の小さいピークが見られる(黒矢印: 以下セカンダリピークと称す)．TEノイズにはフィードバック構造がそれぞれ正圧面・負圧面・両面において存在する3種類に分類され，正圧面・負圧面におけるフィードバック構造はそれぞれ主にメインピーク・セカンダリピークの発現に寄与すると考えられている^{[12], [13]}．これらの傾向から，負圧面における流れの影響が完全に無視できるわけではなく，セカンダリピークの一因である可能性も残されていると考えられる．ただし，この点については後述の数値解析結果と照らし合わせ

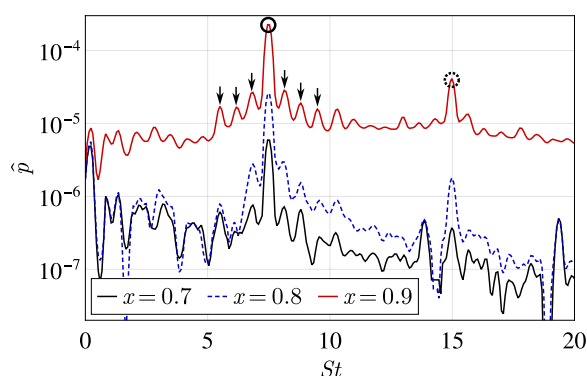


Figure 7 Amplitude spectrum of pressure fluctuations on the pressure side of the airfoil from WTT results

て検証を行う．

位置とスペクトルの関係性に着目したとき，下流に移動するにつれてスペクトルが増加していることがわかる．このとき， $x = 0.7 \rightarrow 0.8$ においてはメインピーク周りについてのみスペクトル増加が見られるのに対し， $x = 0.8 \rightarrow 0.9$ では広帯域的なスペクトル増加が確認できる．このような広帯域的なスペクトル増加傾向は，後述するCFD解析結果とも一致しており，両者の解析から一貫した流れ遷移挙動が捉えられている．

翼後縁近傍6点($y_w = \pm 0.0004, \pm 0.0024, \pm 0.0048$)における流速変動の振幅スペクトルをFigure 8に示す．まずどの地点においても圧力変動と同じメインピークが発生していることがわかる．ここで正負圧側同一地点におけるスペクトル(同一グラフ中の2つ)を比較すると，全ての地点において正圧側のほうが高いピークを持っていることがわかる．これら

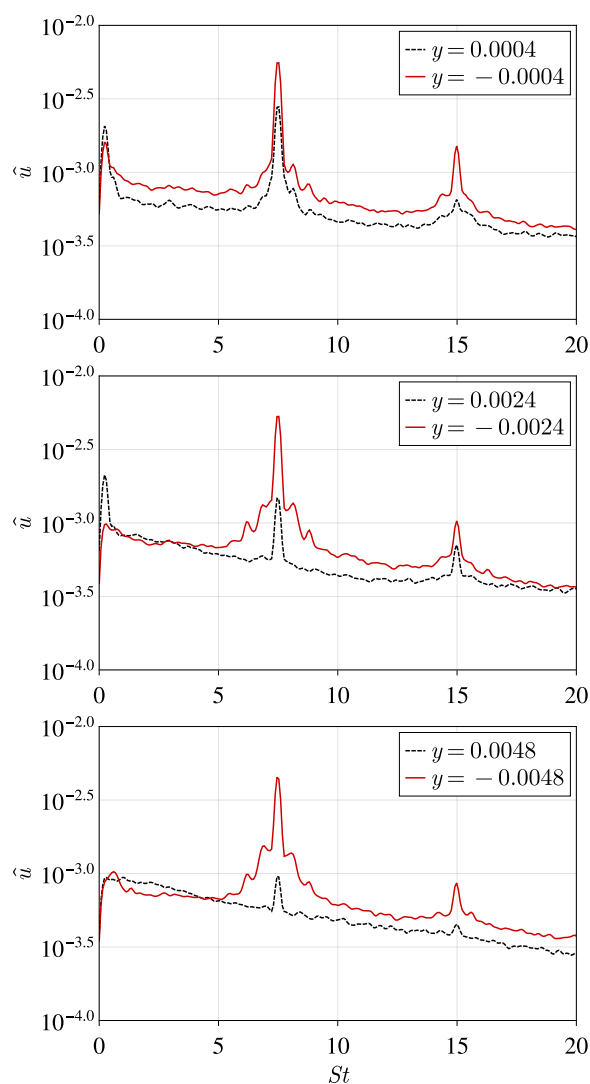


Figure 8 Amplitude spectrum of velocity fluctuations near the trailing edge of the airfoil from WTT results

のことより正圧側では後縁までより強い横渦構造が保持されており、そのため本試験における TE ノイズが主に正圧面側における渦放出由来であることがわかる。また負圧面側において見られるメインピークは、正圧面側渦放出の影響、もしくは音波由来の流速変動成分であると考えられる。この傾向についても CFD 結果において同様のピークが負圧面側に微小ながら観測されており、その起源については数値解析との照合を通じてさらに検討する必要がある。

実験結果のみによる考察では不十分であるため、次章において CFD 解析との比較を行い、ピーク周波数やスペクトル構造の由来、正負圧面における寄与の違いについて詳細に検討する。

4. 迎角補正の影響検証(実験・CFD 解析)

4.1. 数値解析手法

本章で用いる数値解析設定（ソルバ、スキーム、時間積分手法など）は Section 2 と同一であり、時間刻み幅は $\Delta t = 5.0 \times 10^{-4}$ とした。なお、Section 2 において示したとおり、時間刻み幅 Δt を 5.0×10^{-4} から 1.5×10^{-4} に設定することで、解析結果の精度が大幅に向上することが確認されている。本節で示す迎角補正解析は、現時点では $\Delta t = 5.0 \times 10^{-4}$ を用いて実施しており、さらなる予測精度の向上に向けては、今後、 Δt 依存性の詳細な検討が必要である。

計算格子は Section 2 と同様にハイブリッドメッシュを用い、 xy 平面における 65 万点の 2 次元格子を、 $|z| < 0.2$ の範囲で 700 点分スパン方向に押し出すことで、3 次元格子を構成した。このときの総格子点数は約 4.5 億点である。

4.2. 迎角補正手法

先行研究において Brooks ら^{[14], [15]}は、開放型風洞における迎角補正方法について、揚力面理論に基づいた補正式を提唱している(Equation 1)。本式から得られる有効迎角とは、完全一様流条件において同一の揚力係数が得られる迎角のことを意味しており、CFD 解析において実験状態を模擬するには有効迎角を与えるのが望ましい。

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{\alpha_{\text{geo}}}{(1 + 2\sigma)^2 + \sqrt{12}\sigma} \quad (1)$$

$$\text{where } \sigma = \frac{\pi^2}{48} \left(\frac{L_c}{H} \right)^2$$

(α_{eff} : 有効迎角, α_{geo} : 幾何迎角, H : ノズル幅(= 0.55 m))

本稿では、実験における幾何迎角と有効迎角の2つの迎角における3次元CFD解析を行い、本試験条件における迎角補正の有用性を検証し、加えてTEノイズの迎角依存性についても調査した。Equation 1に本試験条件を当てはめたとき、有効迎角 $\alpha_{\text{eff}} = 1.06\text{deg}$

である。したがって本稿では迎角 1.0 deg(有効迎角)、2.0 deg(幾何迎角)における CFD 解析を行った。

5. 結果

5.1. 翼正圧面圧力分布

翼正圧面における時間平均圧力係数 \bar{C}_p を Figure 9 に示す。まず CFD 解析に着目すると、それぞれ幾何迎角 CFD 解析(2 deg)では $x = 0.94$ (縦黒点線)、有効迎角 CFD 解析(1 deg)では $x = 0.9$ (縦赤点線)において圧力勾配が急増している。この勾配変化は、層流剥離後の再付着に起因するものと考えられる。LBL-VS 型 TE ノイズが発生する際には、翼表面に層流剥離泡が形成されることが重要であり、この領域では、層流剥離が生じたのち、流れが乱流へと遷移し、最終的に再付着に至る。そのため再付着点付近では、低圧な剥離域から高エネルギーな乱流境界層が壁面に到達することで、圧力が急激に上昇する。このことより、勾配急増位置は再付着位置、ひいては剥離・遷移位置に対応しており、迎角補正の適用により剥離・遷移位置が上流に移動したことが示唆される。

実験結果の $x = 0.8 \rightarrow 0.9$ に着目すると、 $x \leq 0.8$ における変化の傾向に対して大きく増加している。ここで CFD 解析におけるグラフ形状と照らし合わせると、 $x = 0.85$ 付近で同様の勾配増加が発生していると推測される。よって、定量的な一致は得られなかったものの、迎角補正の適用により正圧面における剥離・遷移位置に関する予測精度が向上したと考えられる。

5.2. 翼正圧面圧力変動

CFD 解析で得られた翼正圧面 $x = 0.7, 0.8, 0.9$ における圧力変動の振幅スペクトルを Figure 10 に示す。まず $x = 0.7 \rightarrow 0.8$ においてはスペクトル変化がほとんど見られず、迎角による差異も顕著ではない。

つぎに $x = 0.8 \rightarrow 0.9$ におけるスペクトル変化に着目すると、幾何迎角 CFD 解析(2deg)ではメインピークとその高調波成分の周辺におけるスペクトルのみ増加しているのに対し、有効迎角 CFD 解析(1 deg)ではピーク周りだけでなく広帯域にわたってスペクトル

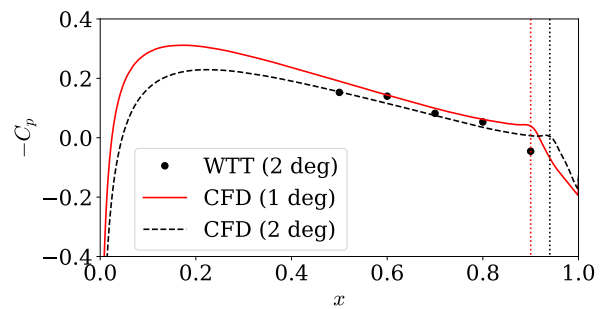


Figure 9 Distribution of time-averaged pressure coefficient \bar{C}_p on the pressure side on the airfoil

ルが増加している．広帯域的に高いスペクトルは乱流域における特徴であり，このようなスペクトルの増加は， $x = 0.9$ 付近で流れが十分に乱流遷移していることを示唆する．したがって，有効迎角 CFD 解析(1 deg)では剥離・遷移位置が幾何迎角 CFD 解析(2 deg)に比べて上流側に移動していると解釈できる．この傾向は，Section 5.1 に示した時間平均圧力分布における再付着位置の変化とも一致している．また，実験(Figure 7)の $x = 0.8 \rightarrow 0.9$ においても，有効迎角 CFD 解析と同様に広帯域的なスペクトル増加が見られる．これらのことから，迎角補正の適用によって，正圧面における剥離・遷移挙動に関する実験的特徴の再現性が向上したといえる．

ここで，スペクトルのピーク形状と周波数特性に着目する．幾何迎角 CFD 解析(2 deg)では1つの顕著なピーク(メインピーク)の周りに複数の小さいピーク(セカンダリピーク)が存在しており，これは実験における傾向に一致している．ただし，実験における主要周波数が $St = 7.5$ (縦黒破線)なのに対して，幾何迎角 CFD 解析では $St = 8.7$ と乖離が見られる．

有効迎角 CFD 解析(1 deg)においては2つの高いピークが確認でき，これは実験・幾何迎角 CFD 解析と違う形状を示している．一方，ピーク周波数はそれぞれ $St = 7.6, 9.1$ となっており，実験のメインピークと同じ周波数成分にピークが出現した．このピーク($St = 7.6$)に関する高調波は発生しておらず，もう

1つのピーク($St = 9.1$)に関する高調波とその周りに2つの高いピークが存在している．したがって， $St = 9.1$ がメインピーク， $St = 7.6$ がセカンダリピークに相当すると考えられる．

このように，実験と一致する周波数成分にピークが出現したことは，高忠実度解析の実現に向けて重要な結果であり，次節以降でこのセカンダリピークの詳細な解析を行う．

5.3. 翼後縁近傍流速

CFD 解析で得られた翼後縁近傍2点($(x_w, y_w) = (0, 0.0048), (0, -0.0048)$)における流速変動の振幅スペクトルを Figure 11 に示す．幾何迎角 CFD 解析(2 deg)においては，正圧面側で顕著なメインピークが発生しており，負圧面側においては微小ながら主要周波数成分にピークが見られる．これらの傾向は実験結果(Figure 8)とも定性的に一致している．このことから，実験と幾何迎角 CFD 解析における後縁近傍の流れの定性的な特徴は一致していると考えられる．

一方，有効迎角 CFD 解析(1 deg)では，正圧面側において Figure 10 と同様のピーク($St = 7.6, 9.1$)が確認できたものの，負圧面側においては対応するピークが見られなかった．このことから，有効迎角 CFD 解析では負圧面側に周期的な渦放出が存在せず，確認されたメイン・セカンダリピークは，正圧面側での渦放出に起因するものであると考えられる．

また，負圧面側におけるピークが正圧面側に比べて

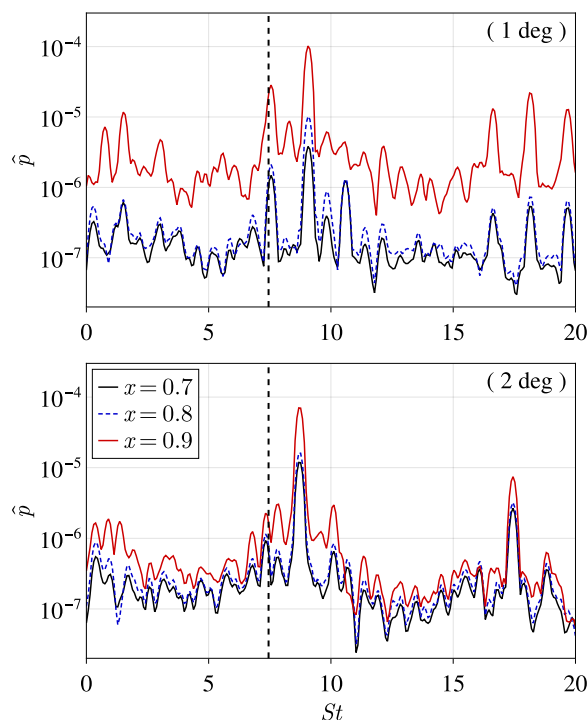


Figure 10 Amplitude spectrum of pressure fluctuations on the pressure side of the airfoil obtained by CFD solutions

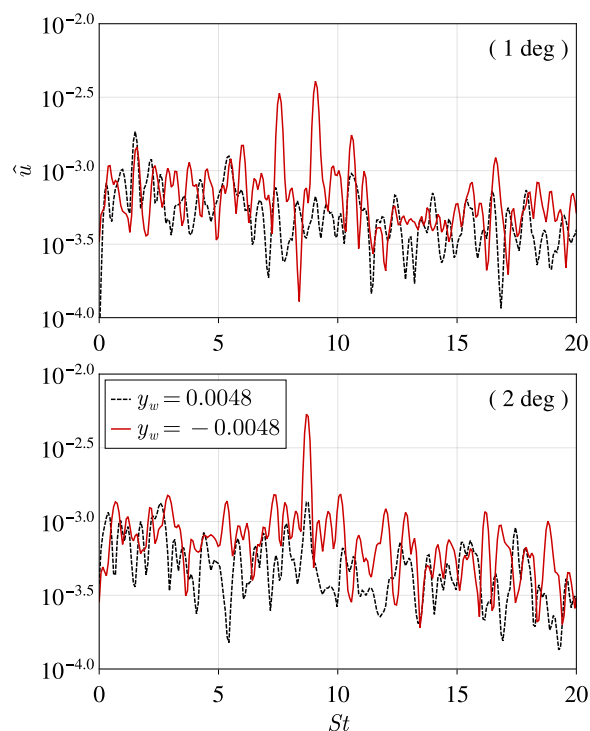


Figure 11 Amplitude spectrum of velocity fluctuations near the trailing edge of the airfoil obtained by CFD solutions

小さいことから、このピークは正圧面側からの渦の回り込みによるものと解釈できる。迎角補正では迎角が減少するため負圧面側への回り込みが少なくなり、したがって有効迎角 CFD(1 deg)では負圧面側に小さいピークが現れなかったと考えられる。以上より、今回の迎角補正は本試験条件において過剰であった可能性がある。

ここで、CFD 解析における流れ場を可視化することにより、CFD 結果と照らし合わせて、実験結果の解釈を補完する。

5.4. 流れ場可視化

翼後縁近傍における瞬時流れ場を Figure 12 に示す。本図は3次元解析における結果をスパン方向に平均化したデータを用いて可視化したものであり、図中のコンター(青～赤)は圧力変動を、黒線は Q 値(渦構造を可視化するための指標)の等値線を示す。幾何迎角 CFD 解析(2 deg)では、負圧面側 $x = 0.8$ において規則的な横渦が完全に崩れており、スパン方向にコヒーレントな渦構造は確認されない。このことから、実験においても負圧面側からの周期的な渦放出は発生しておらず、TE ノイズの生成への寄与は小さいと考えられる。

一方、有効迎角 CFD(1 deg)では負圧面側 $x = 0.9$ においてわずかに規則的な渦構造が確認できるが、後縁においては完全に渦構造が崩壊している。このとき周期的な圧力変動がわずかに残存しているものの、TE ノイズは主にスパン方向にコヒーレントな渦の放出時に発生するため、負圧面側からの影響は小さいと考えられる。

ここで負圧面側における3次元な渦構造を確認するため、Q 値の等値面を Figure 13 に示す。これより、負圧面側においては幾何迎角・有効迎角のいずれにおいても後縁よりも上流側で既に乱流遷移が完了しており、スパン方向にコヒーレントな渦放出は確認できない。したがって、負圧面側には周期的かつ整列した渦放出が存在しないことから、有効迎角 CFD 解析(1 deg)において観察されたセカンダリピークは、正圧面側由来の周波数成分である可能性が示唆された。

5.5. 結果の統合考察と示唆

これまでの解析において、すべてのケースで負圧面側からスパン方向にコヒーレントな渦放出が発生しておらず、正圧面側が支配的であることが示唆された。このことから、実験流れ場の高忠実度な数値再現に向けては、負圧面後縁において乱流遷移が確実に完了している状態をまず前提とする必要があると考えられる。

一方、正圧面における遷移位置は、実験、有効迎角

CFD 解析、幾何迎角 CFD 解析の順に下流側へと位置していることが示された。それぞれのケースにおいて観測された主なピーク周波数は順に $St = 7.5$, $St = 7.6, 9.1$, $St = 8.6$ であり、遷移位置とピーク周波数との間に明確な相関があることが確認された。このことから、正圧面において遷移位置をさらに上流に移動させることで、有効迎角 CFD で観測された $St = 7.6$ のセカンダリピークが、実験と同様にメインピークとして顕在化する可能性があると考えられる。

これらを総合すると、高忠実度解析の実現には、負圧面側後縁における乱流遷移状態の確保を前提とした上で、正圧面における遷移位置をより上流側へと移動させる必要がある。しかしながら、今回の結果で

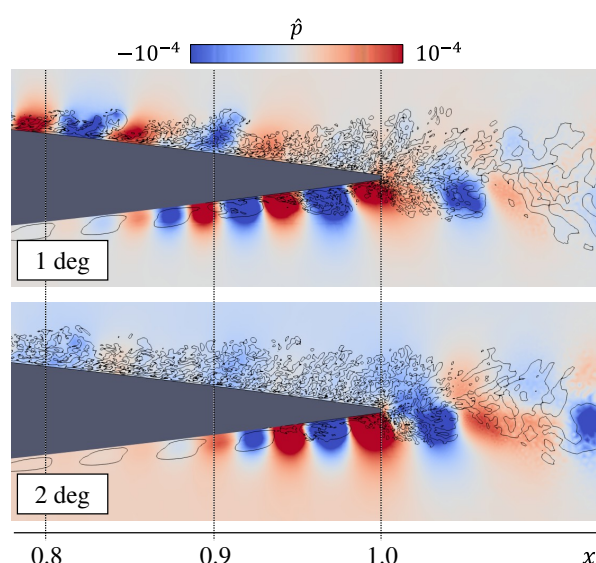


Figure 12 Instantaneous flow field near trailing edge for CFD with contour of pressure fluctuation, and iso-line of Q-criterion

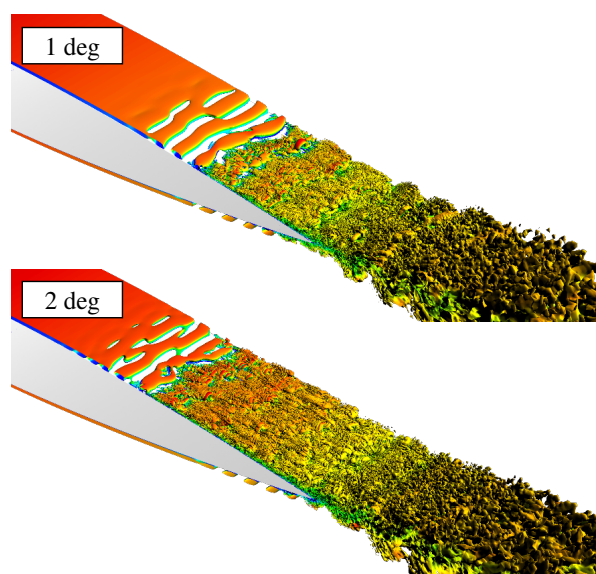


Figure 13 Instantaneous iso-surface of Q-criterion coloured by streamwise velocity

は、迎角補正によって正圧面側の遷移位置は実験に近づいたものの、負圧面側ではかえって遷移位置が下流に移動する傾向が確認されている。加えて、これまでの節で示されたとおり、本試験条件においては迎角補正がすでに過剰であった可能性も示唆されており、迎角補正のみで両面の遷移位置を同時に制御することは困難であると考えられる。したがって、迎角補正によるさらなる精度向上は見込めず、他の手法による遷移制御の導入が必要である。

遷移現象は流れ中の外乱に対して極めて敏感であることが知られており、風洞試験においては主流乱れや翼表面粗さといった外乱の影響が不可避である。これらの知見を踏まえると、数値解析においても風洞試験を模擬した外乱条件、特に主流乱れを導入することにより、遷移位置をより実験に近づけることが可能であり、ひいてはスペクトル構造の定量的な一致など、大幅な予測精度向上が期待できる。

6. 結言

本研究の第一段階として、非構造格子用 CFD ソルバの妥当性を構造格子ソルバとの比較により検証した。その結果、空間・時間精度が劣る設定であっても、適切な時間刻みを設定することで高い現象再現性が得られ、TE ノイズに関わる主要な流体構造や周波数特性を再現できることが確認された。

次に、TE ノイズの高忠実度解析に必要な要素について、実験結果と迎角補正を考慮した2通りの迎角条件における CFD 解析結果を比較した。その結果、迎角補正により正圧面の遷移位置が上流側へ移動し、これに伴って実験における主要周波数と一致するセカンダリピークが出現した。また、正圧面における遷移位置とピーク周波数の間に相関が確認され、遷移位置を実験と整合するように上流側へ制御することで、定量的な周波数特性の再現が可能になることが示唆された。

一方、迎角補正の適用により、負圧面側の遷移が遅れる傾向が確認されたのに対し、実験結果からは、負圧面後縁近傍においてすでに乱流遷移が完了していることが示唆された。以上のことから、迎角補正のみでは実験における遷移挙動の再現は困難であり、遷移を促進する要素の導入が必要であることが明らかとなった。

したがって実験における外乱要因として主流乱れを導入することにより、実験に整合のとれた高忠実度解析の実現が期待できる。

7. 謝辞

本研究は JSPS 科研費（課題番号：22H01396, 23K22667）の助成を受けたものである。また、HPCI システム利用研究課題（課題番号：hp240276）および、

宇宙航空研究開発機構 JAXA の大規模チャレンジ課題（事業コード：FHC0315）を通じて、スーパーコンピュータ「富岳」および JAXA スーパーコンピュータシステム「JSS3」の計算資源の提供を受けた。

8. 参考文献

- [1] Brooks, T. F., Pope, D. S., and Marcolini, M. A., “Airfoil Self-Noise and Prediction,” 1989.
- [2] Paterson, R. W., Vogt, P. G., Fink, M. R., and Munch, C. L., “Vortex Noise of Isolated Airfoils,” *Journal of Aircraft*, Vol. 10, No. 5, 1973, pp. 296–302.
- [3] Desquesnes, G., Terracol, M., and Sagaut, P., “Numerical Investigation of the Tone Noise Mechanism over Laminar Airfoils,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 591, 2007, pp. 155–182.
- [4] De Pando, M. F., Schmid, P. J., and Sipp, D., “A Global Analysis of Tonal Noise in Flows around Aerofoils,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 754, 2014, pp. 5–38.
- [5] Ricciardi, T. R., Wolf, W. R., and Taira, K., “Transition, Intermittency and Phase Interference Effects in Airfoil Secondary Tones and Acoustic Feedback Loop,” *Journal of fluid mechanics*, Vol. 937, 2022, p. A23.
- [6] Smith, T., and Klettner, C., “Airfoil Trailing-Edge Noise and Drag Reduction at a Moderate Reynolds Number Using Wavy Geometries,” *Physics of Fluids*, Vol. 34, No. 11, 2022.
- [7] Ogura, K., Kojima, Y., Imai, M., Konishi, K., Nakakita, K., and Kameda, M., “Reduction in Airfoil Trailing-Edge Noise Using a Pulsed Laser as an Actuator,” Vol. 12, 2023, pp. 45.
- [8] Jameson, A., “The Construction of Discretely Conservative Finite Volume Schemes That Also Globally Conserve Energy or Entropy,” *Journal of Scientific Computing*, Vol. 34, No. 2, 2008, pp. 152–187.
- [9] Jameson, A., “Formulation of Kinetic Energy Preserving Conservative Schemes for Gas Dynamics and Direct Numerical Simulation of One-Dimensional Viscous Compressible Flow in a Shock Tube Using Entropy and Kinetic Energy Preserving Schemes,” *Journal of Scientific Computing*, Vol. 34, 2008, pp. 188–208.
- [10] Kojima, Y., and Hashimoto, A., “Embedded Large Eddy Simulation of Transonic Flow over an Oat15a Airfoil,” 2022.
- [11] Yoon, S., and Jameson, A., “Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-

- Stokes Equations,” *AIAA journal*, Vol. 26, No. 9, 1988, pp. 1025–1026.
- [12] Pröbsting, S., and Yarusevych, S., “Laminar Separation Bubble Development on an Airfoil Emitting Tonal Noise,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 780, 2015, pp. 167–191.
- [13] Pröbsting, S., Scarano, F., and Morris, S., “Regimes of Tonal Noise on an Airfoil at Moderate Reynolds Number,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 780, 2015, pp. 407–438.
- [14] Brooks, T., Marcolini, M., and Pope, D., “Airfoil Trailing Edge Flow Measurements and Comparison with Theory, Incorporating Open Wind Tunnel Corrections,” 1984.
- [15] Brooks, T. F., Marcolini, M. A., and Pope, D. S., “Airfoil Trailing-Edge Flow Measurements,” *AIAA journal*, Vol. 24, No. 8, 1986, pp. 1245–1251.