

## 翼後縁から発生する離散音の数値解析

## Numerical Studies of Discrete Sound Scattered from Airfoil Trailing-Edge

池田 友明

独立行政法人 宇宙航空研究開発機構 研究開発本部

Tomoaki IKEDA, Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA)

## 1. 緒言

翼周り流れから発生する顕著な狭帯域騒音として、trailing-edge (TE) ノイズが知られている。これは翼後縁近傍で周期的な渦変動が発達するのに伴い、渦の変動周波数と同じ周波数をもつ音響変動が翼後縁において散乱される現象である。このように渦変動と同期して発生する空力音は特に「渦音」と呼ばれ、一般に航空機の離着陸時に顕著となる「機体騒音」に分別される騒音のうち、主要な部分の発生メカニズムと原理的に同じである。また流体物理の観点からは、渦を発生させる流体力学的な不安定機構と剪断流中で発達する不安定波、圧縮性媒体中を伝播する疎密波としての音波、さらにこれら二つの異なる波動の相互作用などを伴う大変興味深い現象である。

乱流遷移を伴う高レイノルズ数流れにおいては、境界層内の不安定波の発達過程や遷移位置などが TE ノイズの発生に大きく影響することが知られており、これに関する実験的研究が多く存在する。また近年では計算機の発達により、渦変動を空間中に配置した格子点により解像することで乱流での翼周り流れの再現も試みられている。一方、境界層遷移を伴わない低レイノルズ数流れにおいては、カルマン渦の発生は主に後流域の不安定に起因すると考えられる。円柱などの鈍頭物体周りの流れの場合、代表長さスケールに対して比較的低レイノルズ数で周期的渦変動が現れ、物体近傍から直接的に渦放出を伴う。これに対して、翼周り流れの場合は、渦変動は後縁からある程度離れた後流域で急激に発達する<sup>3)</sup>。後流域の速度分布は、翼の存在による速度欠損に基づいた変曲点を持つため、これに起因する後流不安定がカルマン渦生成において支配的であると予想される。

本稿では、比較的低レイノルズ数の領域で、NACA0006 二次元翼周り流れから発生する TE ノイズを取り上げる。これは現・室蘭工業大学教授の高木正平氏が、前職である宇宙航空研究開発機構在籍時に筆者らと行った研究のうち、既報の成果の主要部分をまとめたものである<sup>1,2)</sup>。翼後縁を発生源とする音響的攪乱を含む圧縮性効果は、高精度スキームによる圧縮性数値解法を用いて直接的に解像する。また、これら音響的攪乱が境界層および後流内の変動に与える影響について、計算結果を通して論じる。

## 2. 流れ条件と計算手法

流れモデルの概要を Fig. 1 に示す。コード長  $2L$  の NACA0006 型翼が  $x$  軸から迎角  $\alpha$  傾けて配置されており、翼後縁を原点に取る。領域左側から速度  $U_\infty$  の流入がある。コード長  $2L$  と  $U_\infty$  に基づいたレイノルズ数は 20,000 である。NACA0006 翼のコード長を  $2L$  とするのは、同じ翼厚を持ちコード長が半分の  $L$  としたレイノルズ数 10,000 の NACA0012 型翼の例<sup>2,3)</sup>と比較するためである。NACA0012 型翼では迎角  $0^\circ$  で後流域にてカルマン渦が発生するが、コード長を倍に取った NACA0006 の場合にはある程度の迎角を与えないと非定常変

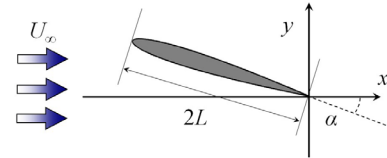
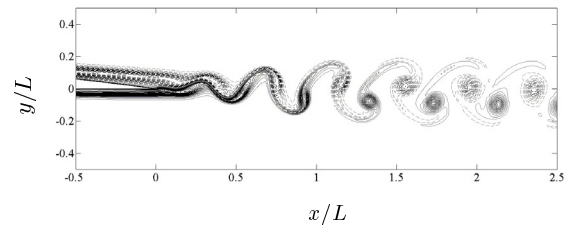


Fig. 1 Flow configuration for NACA0006 airfoil.

Fig. 2 Instantaneous vorticity distribution in the wake region at  $M = 0.2$ .

動が得られない。ここでは迎角  $\alpha$  として  $3.5^\circ$  を、流入マッハ数  $M$  には 0.1, 0.2 ないし 0.3 を選ぶ。

流れ場は C 型格子トポロジーを用いて差分法により離散化し、移流項・粘性項とも空間 6 次精度のコンパクト差分スキームにより中心差分で評価する。時間進行には 4 次精度のルンゲ・クッタ法を用いる。計算領域は翼前縁から上流では径方向に  $50L$ 、翼後縁から下流方向に  $70L$  取る。流入・流出境界には無反射境界条件を課す。空間分割には、C 型トポロジーの数値格子を用いる。格子解像度は、翼周り方向に 2000、翼垂直方向に 600 に分割した計 120 万点の二次元格子を用いる。現計算コードに組み込まれている数値手法の詳細については、既報の研究<sup>4)</sup>にまとめられている。

## 3. 結果と離散音発生メカニズムに関する議論

計算は固定した迎角  $\alpha = 3.5^\circ$  に対して、3 通りにマッハ数を変化させて行った。緒言で触れた通り、低迎角の本ケースでは主に後流不安定に基づいた非定常変動が得られるものと予測される。実際、マッハ数に関わらず初期条件から無次元時間およそ 50 程度経過した後は十分発達した上下対称なカルマン渦列が再現された。しかしながらそのまま計算を継続すると、最もマッハ数の大きな  $M = 0.3$  のケースのみ徐々にカルマン渦列に非周期性が表れ、無次元時間で 200 程度経過した後は通常のカルマン渦列と異なる渦変動が表れた。この状態を  $M = 0.3$  におけるケース B と呼ぶこととし、前述の対称なカルマン渦が得られる状態 (ケース A と呼ぶ) と区別する。

初期条件から十分時間が経過した時点での  $M = 0.2$  の計算結果を、Fig. 2 及び Fig. 3 に示す。カルマン渦の振動数は、コード長の半分  $L$  と  $U_\infty$  で無次元化すると 2.2 となり、コード長  $L$  の NACA0012 を用いたリファレンス例<sup>3)</sup>とほぼ一致する。この周波数の音波は、静止流体中を伝播する場合、一波長が  $M = 0.2$

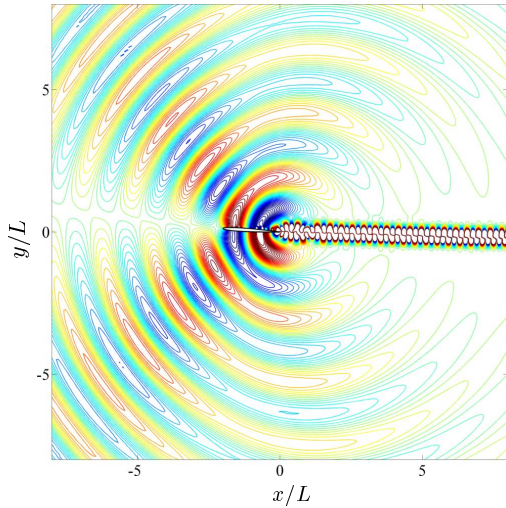


Fig. 3 Instantaneous sound pressure distribution at  $M = 0.2$ . One contour level denotes  $4 \times 10^{-6} p_o$ , where  $p_o$  represents inflow static pressure.

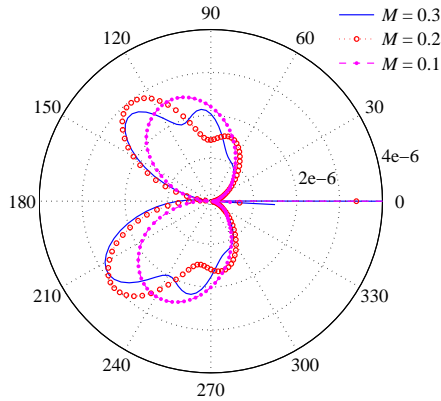


Fig. 4 The rms pressure fluctuations sampled at  $r = 10L$  for various Mach numbers of Case A. The factor  $M^{2.5}$  dependence is multiplied to compare with the case  $M = 0.1$ .

の時  $2.3L$ ,  $M = 0.3$  の時  $1.5L$  程度と見積もることができる。従って TE ノイズの散乱源である翼は、波長と比較して同程度もしくはより大きいため、遠方場への音の伝播の見積りにおいては音源のコンパクト近似は成り立たず、翼による反射・回折の影響が顕著に表れる。Fig. 4 では、翼後縁から  $10L$  離れた位置におけるケース A の各マッハ数の音波指向性を比較している。この範囲のマッハ数は 1 より十分小さい値であるため、物体表面からの散乱に起因する二重極音が卓越すると考えられる。しかしながら  $M = 0.1$  の時、指向性分布は鉛直方向にピークを持つ双極子的な分布とは異なり、ピークが上流側にシフトした形を取る。さらにマッハ数が増えるにつれ、複数の極値の存在を示すようになる。これは、上述の音源の非コンパクト性により、波長が短くなるにつれ音波の翼面での散乱の影響が顕著に表れるためと考えられる。

続いて  $M = 0.3$  において、十分計算時間が経過すると発現するケース B について簡単に述べたい。後流域で発達する渦の瞬時分布を Fig. 5 に示す。通常のカルマン渦が上下互い違いに放出される 1 組の渦対により 1 周期の変動を形作るのに対して、本ケースでは渦度の異なる 2 組の渦対により 1 周期を成す。さ

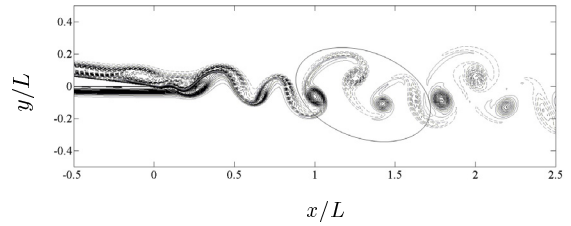


Fig. 5 Instantaneous vorticity distribution in the wake region at  $M = 0.3$ , Case B. The four vortices enclosed by an ellipsoid are developed during one shedding period.

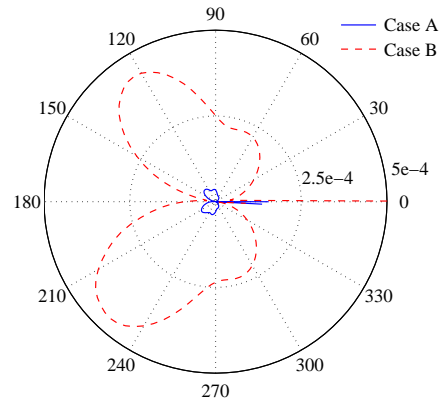


Fig. 6 The rms pressure fluctuations comparing Cases A and B, sampled at  $r = 10L$  at  $M = 0.3$ .

らに後縁手前の翼上面側境界層中に卓越した渦変動が見られる。この境界層内の変動はケース A の Fig. 2 では確認できない。この変化は、音響変動である TE ノイズと翼上面側の境界層不安定との共鳴による音響フィードバック・ループが発現したため、と理解される。

即ち、後縁で散乱される音波は境界層内を上流側に伝播し、幾何学的に曲率の大きな翼前縁で境界層内に受容される。この受容された微小変動は、境界層内の不安定の機構により下流へと伝播する際に増大し、渦変動へと成長する。その渦が後縁から後流中に放出される際には再度後縁から音波を散乱させ、さらに下流で生成されるカルマン渦に影響を与える。この一連の自励振動発生プロセスが音響フィードバック・ループと呼ばれる。一般に流体力学的変動から生じる音響変動の強さはマッハ数と共に増大する。このため、より  $M$  の大きなケース B において初めて音響フィードバック・ループが発現することを説明できる。一旦共鳴が起こると、発生する音響変動の振幅も共鳴ループの中で増大する。同じ  $M = 0.3$  でのケース A と B の発生音圧の比較を Fig. 6 に示す。音圧はおよそ 10 倍程度に増大していることがわかる。これらフィードバック・ループ形成に関する詳細な議論は、筆者らの既報の論文を参照されたい<sup>2)</sup>。

#### 4. 結言

翼弦長に基づいて  $Re = 20,000$  の一様流中に置かれた、迎角  $3.5^\circ$  の二次元薄翼後縁から発生する TE ノイズを、コンパクト・スキームを組み込んだ圧縮性 Navier-Stokes コードを用いて解析した。このような低レイノルズ数・低迎角の流れにおいては、後流不安定に起因する自励振動であるカルマン渦が観察される。一様流マッハ数を  $M = 0.1 \sim 0.3$  の範囲で変化させることで、音波のマッハ数依存性を考察した。音波が翼弦長に対してコンパクト性を満たさない場合、翼面での散乱の影響が無視できな

くなり、指向性は単純な双極子ではなく、より複雑な分布を持つことが示された。さらに、マッハ数が最も大きな  $M = 0.3$  のケースのみ、音響変動と境界層不安定との共鳴に起因するフィードバック・ループが形成され、低レイノルズ数流れであっても境界層不安定がより支配的な自励振動メカニズムを持つことが数値的に再現された。

#### 参考文献

- 1) T. Ikeda, T. Atobe, and S. Takagi. A numerical study of the trailing-edge noise generated from a thin airfoil and its flow stability. In *The 58th National Congress of Theoretical and Applied Mechanics*, 1F03, pp. 1–2, Tokyo, Japan, 2009.
- 2) T. Ikeda, T. Atobe, and S. Takagi. Direct simulations of trailing-edge noise generation from two-dimensional airfoils at low Reynolds numbers. *J. Sound Vib.*, Vol. 331, No. 3, pp. 556–574, 2012.
- 3) T. Ikeda, T. Kurotaki, T. Sumi, and S. Takagi. Numerical simulations of flow past a 2-D airfoil at a low Reynolds number. In *Int. Workshop on Boundary-Layer Transition Study*, JAXA-SP-07-026E, pp. 41–44, Miyazaki, Japan, 2007.
- 4) T. Ikeda, T. Sumi, and T. Kurotaki. Interface conditions of finite difference compact schemes for computational aeroacoustics. *AIAA J.*, Vol. 47, No. 11, pp. 2658–2665, 2009.