

# DBD プラズマアクチュエータとシンセティックジェットを用いた翼周り剥離流れの制御効果の比較

Comparison of capabilities of DBD plasma actuator and synthetic jet for airfoil-flow separation control

- 阿部 圭晃, 東大院, 相模原市中央区由野台 3-1-1, E-mail : abe@flab.isas.jaxa.jp
- 佐藤 允, JAXA/ISAS, 相模原市中央区由野台 3-1-1, E-mail : sato@flab.isas.jaxa.jp
- 野々村 拓, JAXA/ISAS, 相模原市中央区由野台 3-1-1, E-mail : nonomura@flab.isas.jaxa.jp
- 大山 聖, JAXA/ISAS, 相模原市中央区由野台 3-1-1, E-mail : oyama@flab.isas.jaxa.jp
- 藤井 孝藏, JAXA/ISAS, 相模原市中央区由野台 3-1-1, E-mail : fujii@flab.isas.jaxa.jp

Yoshiaki Abe, University of Tokyo, 3-1-1, Yoshinodai, Sagamihara, Japan E-mail : abe@flab.isas.jaxa.jp

Makoto Sato, JAXA/ISAS, 3-1-1, Yoshinodai, Sagamihara, Japan E-mail : nonomura@flab.isas.jaxa.jp

Taku Nonomura, JAXA/ISAS, 3-1-1, Yoshinodai, Sagamihara, Japan E-mail : nonomura@flab.isas.jaxa.jp

Akira Oyama, JAXA/ISAS, 3-1-1, Yoshinodai, Sagamihara, Japan E-mail : oyama@flab.isas.jaxa.jp

Kozo Fujii, JAXA/ISAS, 3-1-1, Yoshinodai, Sagamihara, Japan E-mail : fujii@flab.isas.jaxa.jp

The capabilities of DBD plasma actuator (PA) and synthetic jet (SJ) devices are compared on a separated-flow control over an NACA0015 airfoil of the chord Reynolds number 63,000. The two devices are compared in the following viewpoints. 1) Induced fluctuation using SJ and PA is clarified by the existence of momentum in a freestream direction, locality of the induced velocity, three-dimensional vortex structures, and the wave forms in a time direction. 2) Both devices show an optimum actuation frequency to be approximately within  $F^+ = 6$  to 15 (normalized by chord length and velocity of freestream), where a laminar separation bubble is formed near the leading edge. 3) In both devices, the momentum exchange (evaluated by Reynolds shear stress) near the airfoil surface is mainly caused by turbulent mixing, which is entrained by large vortex structures generated in the actuation frequency  $F^+$ ; in addition, the KH instability modes are detected near the leading edge in all the controlled cases using linear stability analysis.

## 1. はじめに

翼周りの流れの剥離は揚力の低下や抗力の増加を伴い、重大な航空機事故の原因となりうる。近年、マイクロデバイスと呼ばれる小さな機器を用いて局所的に微小な流体変動を与え、剥離流れを付着流れへと変化させる・あるいは付着に至らずとも揚力や抗力を改善する事を目的とした剥離制御手法が注目されている。代表的な機器として、シンセティックジェット（以下 SJ）<sup>(1)</sup>や DBD プラズマアクチュエータ（以下 PA）<sup>(2)</sup>が挙げられる。図 1(a) に SJ の模式図を示す。翼面に埋め込まれた SJ は、キャビティ底面が振動する事により、オリフィス出口から流体を流し出す装置である。キャビティ底面の駆動には圧電素子やピストン、スピーカーを用い、機器の大きさや流体に与える運動量は非常に小さい事が特徴である。PA は、図 1(b) に示すように誘電体を挟む 2 つの電極から構成される。両電極に交流電圧をかける事で電極間にプラズマが生成され、雰囲気流体に速度が誘起される。本稿で用いる PA の駆動方法はバースト駆動と呼ばれ、図 2(b) に示すように入力電圧の基本波形に対してステップ波形を掛け合わせる事（電圧の on/off を周期的に切り替える事に相当）でより低周波のバースト周波数を導入する。バースト駆動を用いると、連続的な交流電圧入力で制御不能であった流れが制御可能となり、より効果的かつ省エネルギーの制御を実現する例が報告されている<sup>(3)(4)</sup>。

数値計算による SJ を用いた剥離制御の研究は、実験

との比較やパラメトリックスタディを目的として 2 次元の RANS 解析を中心に行われており、制御時の空力係数の比較等、定常的な制御特性の検証に留まっていた<sup>(5)(6)</sup>。近年、剥離制御メカニズムの解明を目的とした LES による非定常解析が行われ<sup>(7)(8)(9)(10)</sup>、剥離制御特性と駆動周波数の関係や翼面上での乱流遷移・運動量交換作用に焦点を当てた解析がなされつつある。一方、PA に関しては本グループで精力的に研究を進めており、PA の誘起する流れに関する研究<sup>(11)</sup>や、剥離制御メカニズムに関する実験・数値計算を含む一連の研究<sup>(4)(12)</sup>がある。特に近年、佐藤らによって LES を用いた大規模パラメトリックスタディ<sup>(13)</sup>が行われ、レイノルズ数 63,000 の NACA0015 翼型周りの剥離流れ制御メカニズムの解析が進められている<sup>(14)</sup>。

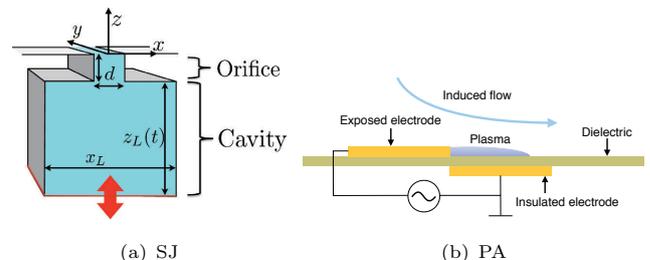


図 1: Configuration of SJ and PA

冒頭に述べた通り SJ と PA は全く異なる駆動原理を有するデバイスであるが、両者ともに微小な流体変動を与える事で大規模な剥離流れを制御するという点で、そ

の剥離制御メカニズムには共通する点があると考えられる。このような共通点はマイクロデバイス全般に通用する共通の知見に繋がり、デバイスによらない包括的な設計指針の構築に役立つと期待される。しかし、既往研究において SJ と PA の剥離制御特性を明確に比較した例はなく、それぞれのデバイスにおいて個別に剥離制御メカニズムの議論が進められて来た。そこで本稿では、1) SJ と PA により投入される擾乱の違いを切り分け、これを元に 2) 翼周り剥離流れの制御効果の比較、3) 剥離制御メカニズムの比較を行う事を目的とする。特に本稿では、両デバイスの制御効果の比較として駆動周波数効果に着目し、また剥離制御メカニズムとして主流方向運動量の交換作用<sup>(10)(14)</sup>・翼面上の擾乱の空間成長率に焦点を当てる。

## 2. 解析対象

### 2.1 制御対象とする翼周り流れ

翼型には NACA0015 翼型を採用し、一様流マッハ数  $M_\infty$  を殆どの領域で圧縮性の効果を無視出来る 0.2 とする。また、コード長  $c_h^*$  と一様流速  $u_\infty^*$  を基準としたレイノルズ数を 63,000 とし、迎え角はこのレイノルズ数で大規模な剥離を生じる 12 度とする。流体には空気を想定し、比熱比を 1.4、プラントル数を 0.72 に設定した。

### 2.2 SJ

現象を単純化する為、SJ は図 1(a) に示すような、スパン方向に 2 次元なオリフィスとキャビティを有する単純形状を採用する。オリフィス幅  $d^*$  に対し、オリフィス高さを  $d^*$ 、振動中心時のキャビティ深さ  $z_{L0}^* = 10d^*$ 、キャビティ幅  $x_L^* = 15d^*$  とした。なおオリフィス幅  $d^*$  は翼コード長  $c_h^*$  の 0.5% とする。また本研究では、SJ を NACA0015 翼型の前縁にオリフィスが翼面に垂直になるよう取り付けた (図 4)。

以下、\* の付いていない値は明記しない限り、コード長  $c_h^*$  と一様流速  $u_\infty^*$  で無次元化した量とする。本研究では、キャビティ底面の振動にはピストンのような並進運動：式 (1) を仮定する。この際、 $f^{+*}$  はキャビティ底面の振動周波数である。また、 $A$  は壁面振動の振幅、 $t$  は時間、 $z_L(t)$  を時間的に変化するキャビティ深さとする。

$$z_L(t) = z_{L0} + A \cos(2\pi F^+ t). \quad (1)$$

図 2(a) にキャビティ深さの時間変化を模式的に示す。また、単位時間辺りに SJ から及ぼされる運動量と一様流の運動量の比を運動量係数  $C_\mu$  とし、式 (2) で定義する。

$$C_\mu = \frac{\rho u_{\max}^2 d}{\rho u_\infty^2 c_h}, \quad F^+ = \frac{f^{+*} c_h^*}{u_\infty^*}, \quad (2)$$

$$u_{\max} d = x_L \max \left( \frac{dz_L(t)}{dt} \right) = 2\pi x_L A F^+. \quad (3)$$

ここで、SJ の運動量  $\rho u_{\max}$  はキャビティ内を非圧縮流体と仮定し、キャビティ内の体積変化率に比例してオリフィス出口の流速が決まると仮定した。この定義より、 $A = u_\infty \sqrt{c_h C_\mu d} / (2\pi F^+ x_L)$  となる為、 $C_\mu$  を一定に保つて  $F^+$  を変化させる際には振幅  $A$  が変化する。

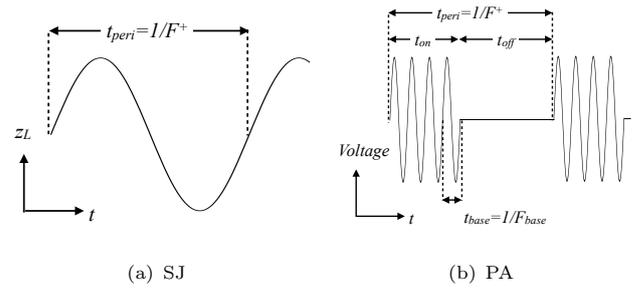


図 2: Schematic diagram of time history of the cavity depth ((a) SJ); and signal modulation for a burst mode ((b) PA)

### 2.3 PA

本稿では、PA が流体に及ぼす効果を体積力とエネルギーの形でモデル化 (スパン方向に 2 次元な分布を仮定する) し、支配方程式である 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式にソース項として加える。具体的には、PA による体積力を  $D_c \mathbf{S}$ 、エネルギーを  $D_c \mathbf{S} \cdot \mathbf{u}$  とする。本稿では、 $\mathbf{S}$  に Suzen らにより提案されたモデル<sup>(15)</sup> (以下 Suzen モデルと呼ぶ) を用いる。 $D_c$  は PA から流体に加えられるエネルギーと一様流動圧の比であり、実際には入力電圧の大きさに応じて変化する：

$$D_c = \frac{Q_{c;\text{ref}} E_{\text{ref}} c_h}{\rho_\infty u_\infty^2}. \quad (4)$$

ここで、 $Q_{c;\text{ref}}$ ,  $E_{\text{ref}}$  は Suzen モデルにより得られる電荷分布  $Q_c$  と電場  $E$  の最大値を与える。

Suzen モデルにより得られる  $x$  方向の体積力分布を図 3 に示す。図中下部の灰色の領域は翼面、赤色の領域は露出電極を表す。前縁への取り付けを模擬する際には、図 3 の分布を反時計回りに 90 度回転させたものを用いる (図の横軸が翼面の接線方向に一致するよう取り付ける)。Suzen モデルは定常状態の体積力分布  $\mathbf{S}_{\text{suzen}}$  を与えるので、本研究で対象とするバースト駆動に対応させる為に下記のような非定常モデルを導入する：

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_{\text{suzen}} \sin^2(2\pi F_{\text{base}}^+ t). \quad (5)$$

なお本モデルの妥当性は実験との比較により十分に検証されている<sup>(11)</sup>。ここで導入する  $F_{\text{base}}^+$  は入力交流電圧の周波数であり、本解析では 300 に固定した。本モデルを用いてバースト駆動を再現する。バースト比  $BR = t_{\text{on}}/t_{\text{peri}}$  を導入し、バースト駆動を図 2(b) の波形でモデル化する。本解析では  $BR = 0.1$  と固定する。

SJ と同様に運動量係数  $C_\mu$  を定義する：

$$C_\mu = BR \frac{D_{c;\text{effe}} \iint_{\Omega} S_x dx dz}{\rho_\infty u_\infty^2 c_h / 2}. \quad (6)$$

また、 $D_{c;\text{effe}}$  は非定常体積力モデルの時間平均を考え、以

下のように定める：

$$\begin{aligned} D_{c;effe} S_{suzen} &= \frac{1}{t_{on}} \int_0^{t_{on}} D_c S_{suzen} \sin^2(2\pi F_{base}^+ t) dt \\ &= \frac{1}{2} D_c S_{suzen}. \end{aligned} \quad (7)$$

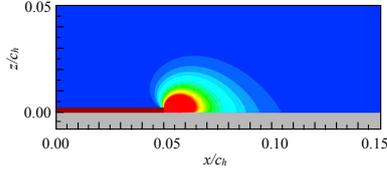


図 3: Body force distribution of the Suzen model:  $0.0 \leq S_x \leq 100$

## 2.4 計算ケース

本稿では両デバイス共に、取り付け位置を前縁とした。また  $C_\mu$  値は、既往研究<sup>(16)</sup>に比べ 10 分の 1 から 1000 分の 1 程度の小さい値とした。このように小さな運動量係数を設定する事で、剥離流れに対してデバイスから直接的に大きな運動量を与える効果を極力排除<sup>(12)</sup>し、既存の定常ジェット等の剥離制御メカニズムとの切り分けを図った。その上で本論文では、 $C_\mu = 2.00 \times 10^{-3}$  を強い制御、 $C_\mu = 2.00 \times 10^{-5}$  (SJ) 及び  $C_\mu = 5.15 \times 10^{-5}$  (PA) を弱い制御と呼ぶ。弱い制御時に PA と SJ で異なる  $C_\mu$  値を与えるが、これは PA での  $C_\mu = 2.00 \times 10^{-5}$  の制御では付着流れを得られず、PA で制御可能となる最下限に近い  $C_\mu = 5.15 \times 10^{-5}$  を選んだ為である。

表 1: Parameters of SJ/PA

$C_\mu$	$F^+$	Position of SJ/PA
$2.00 \times 10^{-3}$	1.0, 6.0, 10, 15, 20	L.E. ( 0% )
$2.00 \times 10^{-5}$ (for SJ)		
$5.15 \times 10^{-5}$ (for PA)	1.0, 6.0, 10, 15, 20	L.E. ( 0% )

## 3. 数値計算法

### 3.1 計算格子

計算には重合格子を用い、格子間の物理量のやり取りには解強制置換法<sup>(17)</sup>を適用する。SJ 駆動時には、キャビティ底面の振動に合わせて格子 (緑色: ZONE4) が変形する。キャビティ底面の振動を再現する際には、キャビティ格子のみを Melville らの手法<sup>(18)</sup>に基づいて代数的に滑らかに変形させた。なお PA の計算時にはオリフィスとキャビティの格子 (ZONE3,4) を導入せず、ZONE2 に体積力をマッピングした。総格子点数は約 3000 万点である。

### 3.2 流体解析ソルバー

流体解析ソルバーとして、ISAS/JAXA で開発された LANS3D<sup>(19)</sup>を用いた。支配方程式は 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式とし、空間の離散化には、6 次精度コンパクト差分法<sup>(20)</sup>と 10 次精度 3 重対角フィルター (フィルター係数は 0.495)<sup>(20)</sup>を用いた。時間方向の離散化は 2 次精度 3 点後退差分で行い、時間積分には ADI-SGS 陰

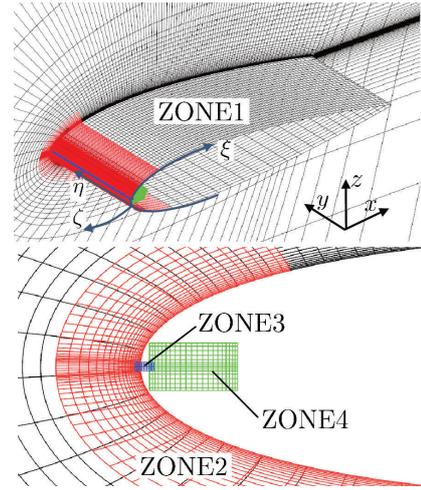


図 4: Computational grids

解法<sup>(21)</sup> (内部反復 5 回) を用いた。無次元時間ステップは  $2.0 \times 10^{-4}$  とし、最大クーラン数が 1.8 程度になるように設定した。前述した高次精度フィルターが、数値的に解像出来ていない高周波の波のみを選択的に取り除くと考え、陽的なサブグリッドスケールモデルを導入しない ILES<sup>(22)</sup>を採用した。なお SJ の計算では時間に応じて変形する格子を用いるが、高次精度差分の下でも幾何学的保存則を満足する為に、対称保存型メトリックを用いた<sup>(23)</sup>。流境界には境界の 1 点手前から外挿 (圧力は一様流圧力に固定) を行い、壁面上では粘着条件を適用した。さらに、スパン方向には周期境界条件を適用した。数値計算は無次元時間  $0 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$  で行い、制御は  $16 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$  の間に行った。また以下では  $20 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$  を準定常状態と仮定し、この区間で時間平均値を計算した。

## 4. SJ と PA によって投入される擾乱の違い

PA によって誘起される流れに時間平均を施すと、露出電極から被覆電極へと向かう方向性を持つ流れとなる<sup>(11)</sup>。一方、SJ は吹き出しと吸い込みを繰り返す為、時間平均を施して測った投入運動量は理想的には 0 となる。本稿では、各デバイスから投入される擾乱を比較する指標として、慣例的に用いられる運動量係数  $C_\mu$  (Sec.2.2,2.3 で定義) を採用する。SJ における  $C_\mu$  の定義は投入運動量が最大となる瞬時値を用いる一方で、PA における定義は体積力の時空間平均値を用いるという違いがある。その為、 $C_\mu$  を揃えても実際に投入される擾乱の強さが厳密に等しくない可能性は残るが、本稿で議論する翼周り剥離流れの制御性能の比較には問題ない程度と考えられる。その他の指標として、デバイスを駆動する為に必要なエネルギーを指標とする事も有効と考えられるが、本稿では取り扱わない。以下の観点で、SJ と PA により投入される擾乱の違いを議論する。

- (A) 翼面に沿う方向の誘起流の有無 (SJ:×, PA:○)
- (B) 誘起流の局所性 (SJ:○, PA:△)

- (C) 誘起流のスパン方向変化 (SJ:○, PA:×)  
(D) 誘起流の時間変化 (PA では強い高周波成分)

#### 4.1 翼面に沿う方向の誘起流の有無

図5(a)(b)に, SJのオリフィス内の位相・スパン方向平均流速(位相平均は駆動周波数 $F^+$ に基づく) $u_{jet}, w_{jet}$ を示す. それぞれ(a)翼面に垂直方向(オリフィスに沿う方向)成分と, (b)翼面に沿う方向(オリフィスを横切る方向)成分であり, 図5(d)のオリフィス内の赤線に沿った空間分布である. また, 最も吹き出しの強い位相時を実線で, 吸い込みの強い位相時を破線で示す. なお,  $F^+ = 6.0$ とし運動量係数 $C_\mu$ は4通りの結果を示す. いずれのケースも翼面に沿う方向の流速成分は翼面に垂直方向の成分の10%程度であり, SJにおける投入擾乱は翼面に垂直方向の成分が支配的である. 一方, 壁面に沿う方向の誘起速度が大きいPAは, 主流方向に直接運動量を投入する作用がSJよりも大きい. ゆえに運動量係数 $C_\mu$ が大きな場合, SJとの差が現れると予想される(Sec.5.1参照). なお, 図5(a)(b)において吸い込み時にオリフィス内の片側に偏った速度分布を持つが, これは外部流れの影響である.

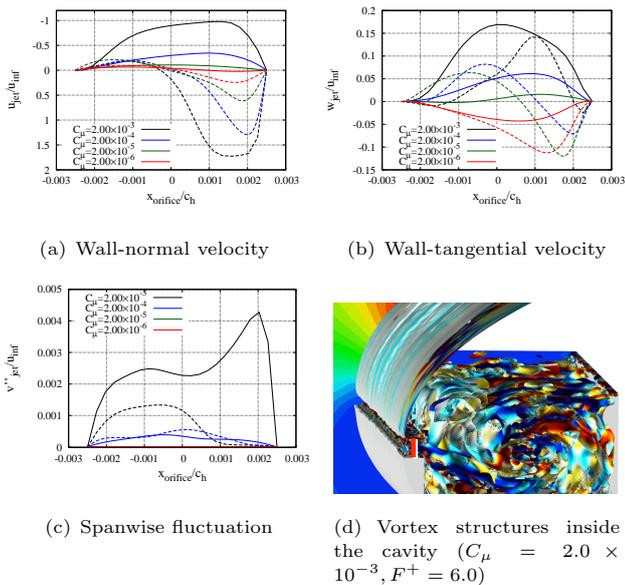


図5: Phase-averaged velocity profile inside the orifice of SJ. Solid/broken lines show the blowing/suction phases: (a) wall-normal velocity; (b) wall-tangential velocity; (c) spanwise fluctuation; (d) instantaneous vortex structures inside the cavity.

#### 4.2 誘起流の局所性

図6は, 剥離制御時( $F^+ = 6.0$ での弱い制御)の翼面付近の翼面垂直方向の速度成分に関する周波数解析(PSD)の結果を示す. なお, 各 $x/c_h$ の翼面に垂直な断面で乱流エネルギーが最大値を取る位置でFFTを施した. 両デバイスは共通して, 駆動周波数 $F^+ = 6.0$ に相当する周波数に強いピークを持ち, さらにその高調波成分が強く現れる<sup>(10)(11)</sup>. 一方, 両デバイスの $C_\mu$ 値は同程度である

にも関わらず, 投入擾乱に相当する $St = 6.0$ のエネルギー値はSJの方がPAよりも1桁程大きい(なお, 翼面に沿う方向の速度成分に関するPSDも同様の傾向を示す). これは, 運動量係数 $C_\mu$ は同じであっても誘起される流速の大きさが異なる可能性を示唆する. 図7はPAとSJの誘起流速の空間分布を示す. なおPAの誘起流速は静止流中における結果<sup>(11)</sup>を用い, SJの誘起流速は剥離制御時のオリフィス内流速の時間平均(2乗平均)値を用いた. 見易さの為に, PAの誘起流速に対する縦軸は壁面垂直方向の座標, SJの誘起流速に対する縦軸はオリフィスを横切る方向の座標(図5(a)に同じ)を取った. 図7は厳密に同じ $C_\mu$ 値同士の比較ではないが, 同程度の $C_\mu$ を用いるとPAよりもSJの方が局所的に大きな誘起流速を示す. ゆえに本解析条件では, 剥離制御時のデバイスからの誘起流速も図8のように, SJの方が剥離剪断層近くにピークを持ち, 高い局所性を有すると期待される. しかし, PAとSJの誘起流速の空間分布はレイノルズ数やSJのオリフィス幅によっても変化する事, また剥離剪断層とデバイスの位置関係も流れ条件やデバイスの設置位置により変化する為, SJの誘起流速の局所性が必ずしもPAより優れているわけではない. またここで示す局所性は誘起流速のオーダーが変わる程ではなく, 図6においてSJの速度変動のエネルギーがPAよりも1桁程度大きい事を説明出来ない為, さらなる解析が必要である.

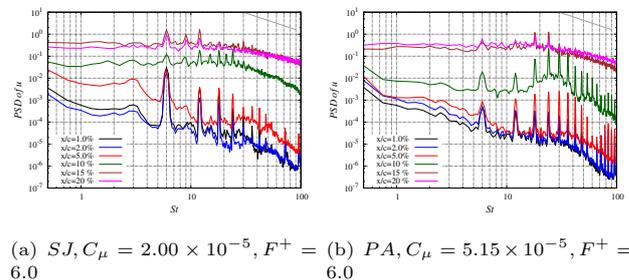


図6: PSD of wall-tangential velocity fluctuation near the airfoil surface in separation control. The straight line with gray color shows Kolmogorov's 5/3 law in each figure.

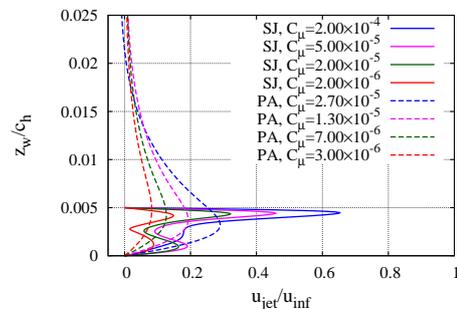


図7: Comparison of time-averaged velocity profiles of the fluctuation (wall-tangential component for PA; wall-normal component for SJ).

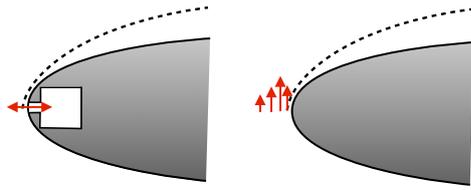


図 8: Schematics of induced flow near the leading edge by SJ (left) and PA (right); grey region shows a zoomed view of the leading edge of an airfoil; red arrows indicate the induced fluctuation; black dotted lines show separation streamlines.

### 4.3 誘起流のスパン方向変化 (3次元性)

図 5(c) には SJ におけるオリフィス内のスパン方向流速の非周期 (乱流) 成分 (Sec.5.3 の位相平均分解に基づく) を示す (実線が吹き出し, 破線が吸い込みの位相時).  $C_\mu$  値が大きい程, オリフィス内に非周期成分が強く現れ, 擾乱の 3 次元性が強くなる. これはキャビティ内に非定常性の強い渦構造 (図 5(d)) が生成される為であり, 駆動周波数の効果も過去に整理されている<sup>(24)</sup>. 一方, 本解析で用いる PA モデルはスパン方向に一樣な (2次元的な) 体積力分布を有する為, 誘起流速における 3 次元性は殆ど生じないと予想される. ゆえに誘起流速のスパン方向変化の観点では,  $C_\mu$  値が大きい時 (本解析では  $C_\mu = O(10^4)$  以上) に SJ と PA の差が生じ, 前縁付近の剪断層における乱流遷移に影響を及ぼす可能性がある. なお,  $C_\mu$  値が小さい場合 (本解析では  $C_\mu = O(10^5)$  以下) は PA と SJ は共通して, スパン方向変化の殆どない誘起流を与えると考えられる.

### 4.4 誘起流の時間変化

剥離制御流れにおける翼面垂直方向の速度成分の PSD (図 6) では, PA の  $St \approx 100$  付近の高周波成分が前縁付近で SJ よりも強く生じる. これはバースト周波数  $F^+ = 6.0$  の高調波成分の寄与以上に, 交流波形の周波数  $F_{base} = 300$  やその低調波成分, また PA のバースト駆動に伴い入力電圧が時間方向に急激な (滑らかでない) 変化を生じる (図 2(b)) 事で投入される高周波成分の寄与が大きい為と考えられる. PA のバースト駆動時に誘起流速に  $St = O(100)$  以上の高周波成分が存在する事は既往研究<sup>(11)(14)</sup>の結果にも見られ, 本解析で取り扱う SJ にはない特徴である. このような PA と SJ の違いは, 剥離制御時の擾乱の非線形成長過程に影響を及ぼす可能性がある (Sec.6.).

しかし PA におけるこのような  $St = O(100)$  の高周波成分のうち,  $F_{base}$  に関する成分の寄与と, バースト駆動特有の入力波形の急激な変化に関する成分の寄与を切り分けられておらず, 更なる解析が必要である. なお PA でバースト駆動を用いる際, 翼周りの剥離制御性能に  $F_{base}$  の変化 ( $F_{base} = O(60)$  から  $O(200)$ ) は大きく影響しない事が示されている<sup>(13)</sup>が,  $F_{base}$  に相当する高周波成分を投入しない SJ との比較はなされていない.

## 5. 剥離制御性能と流れ場の比較

### 5.1 制御時の空力係数

図 9 は, 横軸に駆動周波数  $F^+$ , 縦軸に SJ と PA を用いた剥離制御時の揚抗比・揚力係数の時間平均値を示す. 赤色は強い制御時, 青色は弱い制御時, 黒色は非制御時を示し, 実線は SJ, 破線は PA の結果を示す. 本論文では, 剥離制御性能の優劣を揚抗比の時間平均値の高低で判断する. SJ と PA は, 共に  $6 \leq F^+ \leq 20$  付近で揚抗比が高くなり, 剥離制御に最適な  $F^+$  が局在するという傾向は共通する. このメカニズムを議論する為, 次節以降では両デバイス共に  $F^+ = 1, 6$  の 2 つの流れ場の違いに主に着目する.

なお, 弱い制御時には  $F^+ = 6, 10, 15$  付近において PA が SJ よりも低い揚抗比を示し, 特に  $F^+ = 20$  では SJ のみが付着流れを得る (PA は非制御時と同等の揚抗比). このように,  $C_\mu$  値は PA の方が 2 倍程度強い (SJ が  $2.0 \times 10^{-5}$ , PA が  $5.15 \times 10^{-5}$ ) にも関わらず, SJ の方がわずかに優れた剥離制御性能を示す. このような違いは弱い制御時に現れる事から, Sec.4.2 に示す (B) 誘起流の局所性の違いが原因の一部と考えられる. すなわち翼面に近い剥離剪断層近くに投入される擾乱の流速 (エネルギー) は SJ の方が大きく, 乱流遷移をより上流側で促す効果がある (実際, 次節で示す剥離泡の大きさ (図 11: 赤線) では SJ の方が小さい). 一方, 強い制御時には PA が SJ よりも高い揚抗比 (特に高い揚力係数) を示すが, これは Sec.4.1 に示す (A) 翼面に沿う方向の誘起流の有無が原因の一部と考えられる. なお, 次節で示す剥離泡の大きさ (図 11: 青線) は SJ の方が小さく, 乱流遷移は SJ の方が上流側で生じる. これは Sec.4.3 に示す (C) 誘起流のスパン方向変化の有無や (B) 誘起流の局所性の違いによると思われるが, 剥離制御性能の観点からは (A) 翼面に沿う方向の誘起流の有無の影響 (直接運動量の効果<sup>(12)(14)</sup>) が大きい.

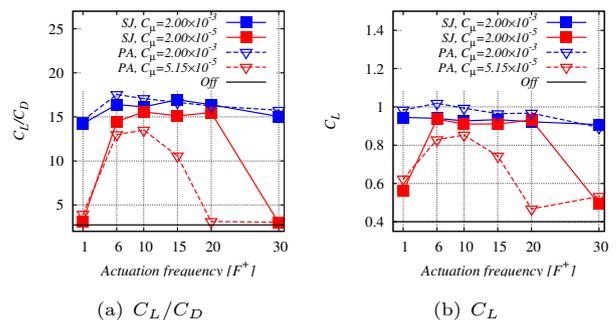


図 9: Aerodynamic coefficients arranged by  $F^+$ . Blue and red solid lines show SJ results of  $C_\mu = 2.0 \times 10^{-3}$  and  $2.0 \times 10^{-5}$ ; blue and red dashed lines indicates PA results of  $C_\mu = 2.0 \times 10^{-3}$  and  $5.15 \times 10^{-5}$ , respectively.

### 5.2 制御時の流れ場

SJ と PA を用いた制御時の  $x$  方向の流速  $u/u_\infty$  の時間平均場 (強い制御時:  $C_\mu = 2.00 \times 10^{-3}$ ) を図 10 に示す. 両デバイス共に前縁付近に剥離泡を有する付着流

れとなり, また  $F^+ = 6.0$  での制御時に現れる剥離泡は  $F^+ = 1.0$  よりも小さい. このような  $F^+$  の違いによる剥離泡サイズの変化は, 図 11 から明確に読み取れる. 図 11 は横軸に  $x/c_h$ , 縦軸に逆流領域端点の翼面からの距離を示し, 横軸と各プロットが囲む領域の大小は剥離泡の大小に対応する. 図 12 には, 速度勾配テンソルの第 2 不変量の等値面を翼弦方向の渦度で色づけした瞬時流れ場を示す. いずれのケースでも前縁付近に生じる剪断層からスパン方向に軸を持つ 2 次元的な渦が放出され, 3 次元的な渦構造へと崩壊する. これは層流剥離, 乱流遷移, 再付着を伴う層流剥離泡に近い構造であり, その後方の翼面上には乱流境界層が形成される. このように本解析の流れ条件では, より上流で乱流遷移を生じさせ剥離泡を小さくする事で, 前縁での負圧のピーク値を強め, 高い揚抗比を実現する. 以上が両デバイスに共通する, 剥離制御性能に対する駆動周波数効果である.

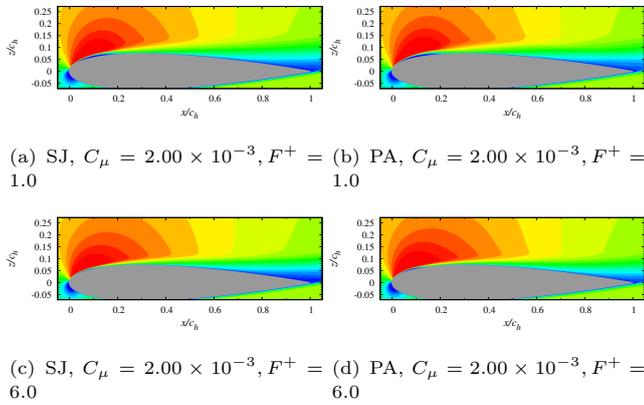


図 10: Time averaged fields of  $u/u_\infty$  for 0.0 to 1.5.

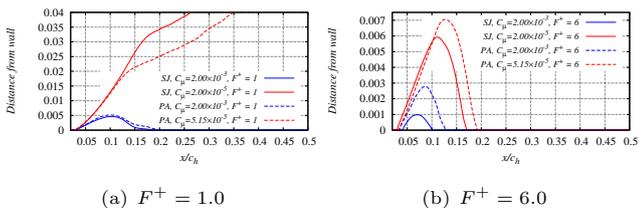


図 11: Reversed flow region near the leading edge: red lines show the case with  $C_\mu = 2.0 \times 10^{-3}$ ; blue lines show the case with  $C_\mu = 2.0 \times 10^{-5}$  for SJ and  $C_\mu = 5.15 \times 10^{-5}$  for PA.

### 5.3 主流方向運動量の交換作用: レイノルズ応力の周期・非周期成分分解

以下のように, 瞬時場  $f$  を位相平均に基づいて分解する.

$$\begin{aligned} f(t, x, y, z) &= \bar{f}(x, y, z) + f'(t, x, y, z) \\ &= \bar{f}(x, y, z) + \tilde{f}(\varphi, x, y, z) + f''(t, x, y, z) \\ &= \langle f \rangle(\varphi, x, y, z) + f''(t, x, y, z). \end{aligned} \quad (8)$$

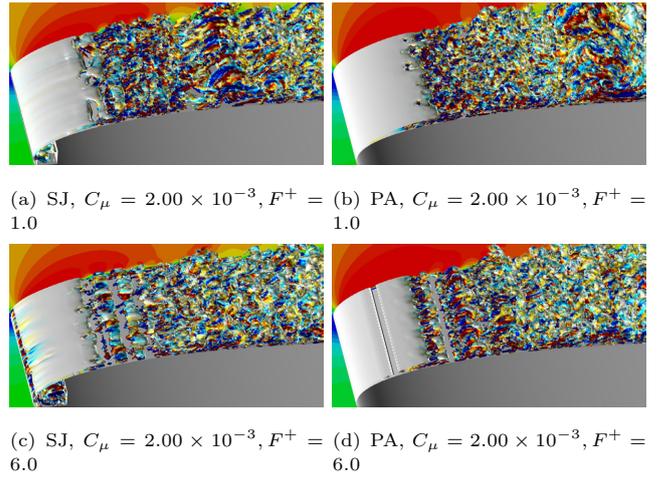
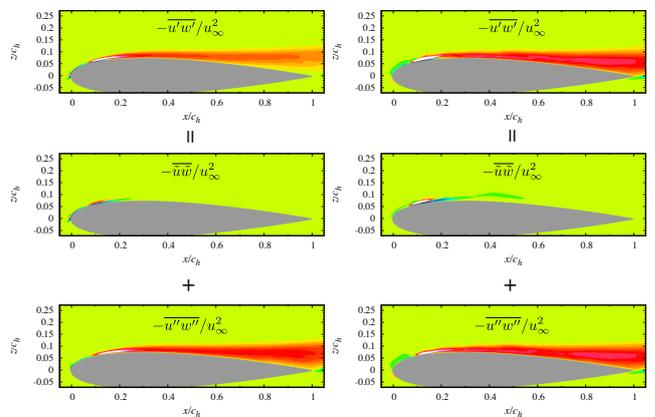


図 12: Instantaneous flow field: contour plane is colored by chordwise velocity  $u/u_\infty$  for 0.0 to 1.5; isosurfaces is the second invariant of the velocity gradient tensor (colored by chordwise vorticity).

$\bar{\bullet}$  は時間平均,  $\langle \bullet \rangle$  は駆動周波数  $F^+$  に基づく位相平均を表す. これにより, 変動量  $f'$  を周期・非周期 (乱流) 成分 ( $\tilde{f} \cdot f''$ ) に分解する. なお本解析ではスパン ( $y$ ) 方向に一様形状なので, 以下ではさらにスパン方向に空間平均を施す.

主流の運動量交換を担うレイノルズ応力の周期・非周期成分の位相平均場を示す. 翼弦・鉛直方向の速度成分を  $u, w$  として, 次のようにレイノルズ応力を定義する:  $\overline{u'w'} = \bar{u}\bar{w} + u''w''$ . これにより, 時間平均からの変動量で定義されるレイノルズ応力を,  $F^+$  に同調した周期成分と非周期 (乱流) 成分に分解出来る. 図 13 は強い制御時の  $F^+ = 6.0$  での SJ, PA のレイノルズ応力の分解を示すが, 両デバイス共に翼面上の殆どの領域で非周期成分が卓越する.



(a) SJ,  $C_\mu = 2.00 \times 10^{-3}$ ,  $F^+ = 6.0$  (b) PA,  $C_\mu = 2.00 \times 10^{-3}$ ,  $F^+ = 6.0$

図 13: Spatial distribution of Reynolds shear stress  $-\overline{u'w'}/u_\infty^2$ . Reynolds shear stress is decomposed into periodic and turbulent (nonperiodic) components.

一方、各位相におけるレイノルズ応力を次のように定義する： $\langle u'w' \rangle = \langle \bar{u}\bar{w} \rangle + \langle u''w'' \rangle$ 。図 14 は、ある位相  $\varphi = 2\pi/20$  における SJ, PA のレイノルズ応力の非周期成分  $-\langle u''w'' \rangle$  を示す。また黒色の等高線は位相・スパン方向平均場における速度勾配テンソルの第 2 不変量であり、制御時の翼面上の大規模渦構造を示す。いずれの制御時も、前縁付近の剥離剪断層から放出される細かい渦構造が合体する事で駆動周波数に応じた大規模渦構造が翼面上に現れる<sup>(10)</sup>。また、大規模渦構造の周囲でレイノルズ応力の非周期成分が強められる事から、翼面上の剥離制御を担う主要なメカニズムは乱流混合による運動量交換であり、駆動周波数に応じて生成される大規模渦構造がそれらを連行すると考えられる。

なお、図 13 の周期成分  $\bar{u}\bar{w}$  は PA の方が SJ よりも  $x/c_h = 0.5$  付近で強く残る。これは Sec.4.3 の (C) 誘起流のスパン方向変化の有無が原因であり、PA による投入擾乱の 2 次元性が強い事から  $F^+$  に同調した周期的な大規模渦構造が強く残ると考えられる。このような大規模渦構造が強く残る為に、図 8(b) において連行されるレイノルズ応力の非周期成分も、PA の方が SJ よりも強い。

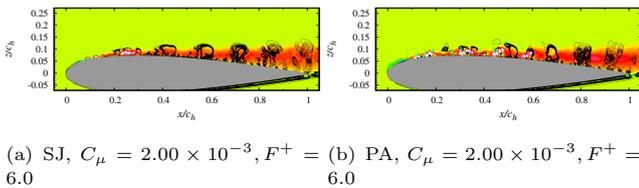


図 14: The black contours show the second invariant of the velocity gradient tensor, and the contour is colored by Reynolds shear stress  $-\langle u'w' \rangle/u_\infty^2$  at  $\varphi = 2\pi/20$ .

## 6. 前縁付近の剥離剪断層に対する線形安定性解析

### 6.1 線形安定性解析の手法

以下では  $x_w, z_w$  を壁面接線、垂直方向とする。壁面垂直方向の速度変動成分を  $u'_n(x_w, z_w, t) = \hat{u}'_n(z_w) \exp[i(\alpha x_w + \omega t)] + c.c.$  と表現する。 $\hat{u}'_n$  は複素関数、 $\alpha$  は空間波数、 $\omega$  は時間波数を表す。本解析では壁面接線方向に局所平行流を仮定し、非圧縮非粘性流れの線形近似である Rayleigh 方程式 (9) を用いて  $u'_n$  の空間発展問題を解いた。ここで、時間平均速度は Tanh 近似で与えた。また、式 (9) は 2 点境界値問題となる為、これを Shooting 法で解いた。なお、境界条件として壁面において変動速度が 0、無限遠では漸近解を与えた。

$$\frac{d^2 \hat{u}'_n}{dz_w^2} - \left( \frac{1}{U_w - \omega/\alpha} \frac{d^2 U_w}{dz_w^2} + \alpha^2 \right) \hat{u}'_n = 0 \quad (9)$$

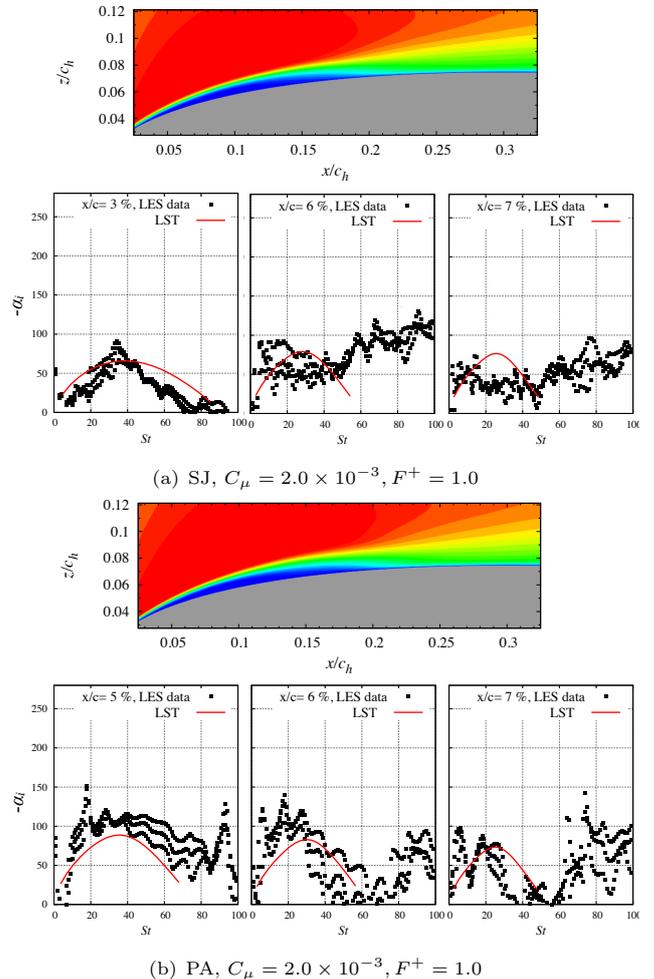
以下では各  $\omega$  (ストロハル数:  $St$  に換算) について求めた空間不安定モードと波数:  $\hat{u}'_n$  及び  $\alpha$  を示す。 $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$  と書ける為、 $-\alpha_i$  が大きい程、 $u'_n$  は空間  $x_w$  方向に速く発達する。

### 6.2 剥離制御時の流れ場における擾乱の空間成長率

ここでは強い制御時 ( $C_\mu = 2.0 \times 10^{-3}$ ) に  $F^+ = 1.0, 10$  の駆動周波数で制御した場合の空間成長率を議論する。図

15 は、時間平均場  $u/u_\infty$  と対応する空間成長率  $-\alpha_i$  の分布を示す。図中の赤線は線形安定性解析の結果 (linear stability theory: LST)、黒色の点は LES の結果に FFT を施し算出した結果 ( $\alpha = \partial/\partial x_w \log \|\hat{u}_n\|$ ) を示す。なお、LES の結果では剪断層における擾乱成長を議論する為に、各  $x/c_h$  の断面で乱流エネルギーが最大値を取る  $z_w$  での速度変動に FFT を施した。

図 15(a) の SJ を用いた  $F^+ = 1.0$  のケースでは、 $x/c = 3\%$  で LST と LES の結果が良く一致する。この領域は  $St = 30$  程度の擾乱が選択的に成長し、線形成長領域と考えられる。その後、 $x/c = 6, 7\%$  と後方に移ると LST の予測より高い周波数の成長率が大きくなる。これらは線形不安定性に基づき増幅された擾乱のエネルギーが十分に強くなり、他の波数の擾乱の成長を促す非線形成長領域に入った事を示す。このように、SJ を駆動する周波数は  $St = 1$  ( $F^+ = 1$  に対応) であるにも関わらず、剥離制御時の流れにおいて前縁付近では線形不安定性に基づく ( $St = 30$  程度の) 擾乱の空間成長が見られる。図 15(b) の PA による制御流れも同様であり、剥離泡前上部 ( $x/c_h = 5, 6\%$ ) では LST と LES の結果は同程度の不安定周波数を示す。図 15(c), (d) は各デバイスを用いた  $F^+ = 10$  での制御流れの結果を示す。 $F^+ = 1.0$  のケースと同様に、前縁に近い  $x/c_h = 3\%$  では LST と LES の示す不安定周波数が同程度の値 ( $St = 40$  程度) を示す。



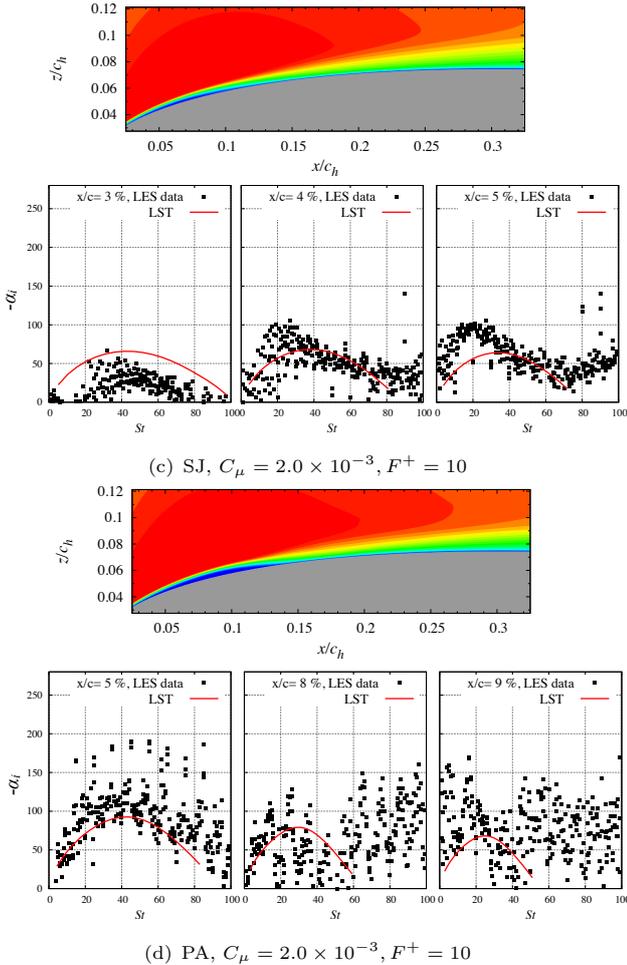


図 15: Controlled cases: top figure shows time-averaged  $u/u_\infty$ ; bottom figures show the spatial growth rate  $\alpha_i$  estimated by LST and FFT analysis for LES data.

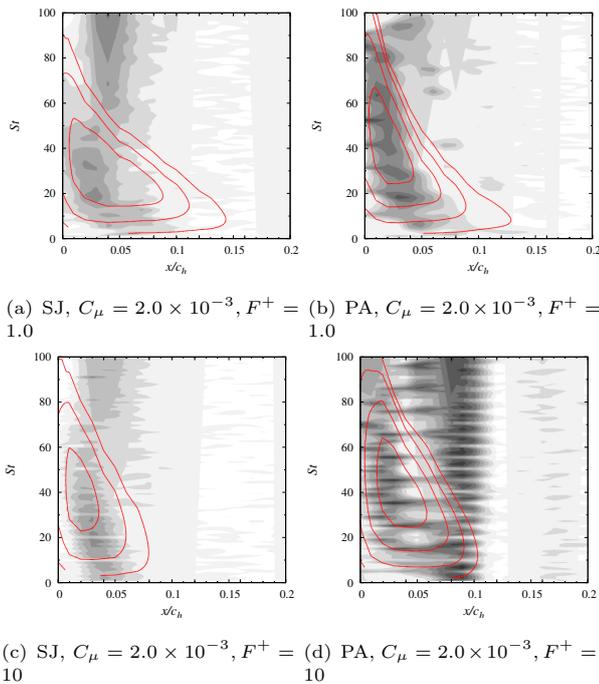


図 16: Spatial distributions of  $\alpha_i$  in the  $St-x/c_h$  space; black-to-white contour and red contour lines show LES and LST results for  $0 \leq -\alpha_i \leq 100$ .

以上の観察から、剥離制御時の流れにおいて、SJとPAは共通して、前縁付近に駆動周波数と異なる線形不安定周波数の擾乱の空間成長率が大きい領域（線形成長領域）を有する事が分かった。図 16 では、 $-\alpha_i$  の空間分布をより広い範囲で示す為に  $St-x/c_h$  平面での可視化を行った。赤色の等高線が LST の結果を、白黒の面塗りが LES の結果を示すが、いずれのケースでも前縁付近では LST と LES の結果が比較的良く一致する為、SJ と PA を用いた制御流れにおいて擾乱の線形成長領域が存在すると考えられる。

一方、両デバイスの違いとして、図 15(c)(d) に示す  $F^+ = 10$  のケースで、PA の空間成長率が SJ よりも大きい事、また LES の結果から得られる PA の成長率が周波数方向に大きく振動する事を挙げられる。  $St-x/c_h$  平面の  $-\alpha_i$  を可視化した図 16 に示すように、これらの違いは前縁付近の比較的広い領域で現れる。これらは、例えば PA において擾乱の高周波成分が強い事 (Sec.4.(D) 及び次節参照) を原因の 1 つと考えられるが、詳細な理由は明らかでない。

### 6.3 剥離制御不能時の流れ場における擾乱の空間成長率

ここでは、弱い制御時 ( $C_\mu = 2.0 \times 10^{-5}$ (SJ),  $C_\mu = 5.15 \times 10^{-5}$ (PA)) に剥離制御不能となる  $F^+ = 1.0$  のケースを示す。Sec.5.1 の図 9 に示す通り、弱い制御時に  $F^+ = 1.0$  とすると SJ, PA 共に揚抗比が回復せず、剥離制御出来ない。このようなケースで付着流れは得られないものの、揚力に関して PA が SJ よりも高い値を取る事は興味深く、空間成長率の観点からデバイス間の違いを議論する。

図 17 は時間平均場  $u/u_\infty$  と対応する空間成長率  $-\alpha_i$  の分布を示す。SJ と PA 共に前縁付近から大きく剥離した流れとなり、付着流れを得られていない事を再度注意しておく。図 17(a)(b) 共に、剥離剪断層内において  $x/c_h = 6\%$  において LST と LES の結果が良く一致し、 $St = 20$  程度の擾乱が選択的に線形成長する。しかし、PA による制御時には  $x/c_h = 7\%$  付近において LST の予測値よりも高い周波数領域の擾乱が大きな成長率を示し、 $x/c_h = 9\%$  ではそのような高周波擾乱の成長率が線形不安定性に基づく擾乱の成長率を上回る。これは擾乱の非線形成長領域が始まる位置が、SJ よりも PA による制御の方が上流側に現れる事を示す。  $-\alpha_i$  の空間分布を  $St-x/c_h$  平面で可視化した図 17 は、これらの傾向をより明確に示す。すなわち PA による制御時には、線形不安定周波数よりも高い周波数擾乱の成長率のピークは、翼弦長で 5% 程上流側に現れる。これは Sec.4.4 で示した通り、PA による投入擾乱に、交流波形やバースト駆動に伴う高い周波数成分が混入する為と考えられる。このように擾乱の非線形成長をより上流側で促す事は、剥離剪断層において上流側で乱流遷移を促進する事に繋がり、主流と翼面付近の運動量交換の観点からは剥離制御に好ましい特徴である。しかし、本節の擾乱の空間成長率だけを基に低周波駆動時の SJ に対する PA の優位性を説明する事は出来ないと考えており、更なる解析が必要である。

## 7. 結論

SJ と PA を用いた翼周り剥離流れの制御 (NACA0015 翼型,  $Re = 63,000$ ,  $AOA = 12^\circ$ , SJ 及び PA は前縁に取り付け) において, 剥離制御性能に対する駆動周波数特性と剥離制御メカニズムを両デバイスで比較し, 以下の結論を得た.

1) SJ と PA による投入擾乱 (誘起流) の違いを切り分けた: 強い制御時には, PA において翼面に沿う方向の誘起流が大きくなり, また SJ において誘起流の 3次元性が現れる事を示した. さらに本解析条件での SJ の誘起流は PA よりも局所性が強く, 翼面に近い領域で大きな流速を持つ事を示した. また PA の誘起流では, 交流波形やバースト駆動由来と考えられる高周波成分 ( $St = O(100)$ ) が SJ よりも強い事を示した.

2) 強い制御時 ( $C_\mu = 2.0 \times 10^{-3}$ ) と弱い制御時 ( $C_\mu = 2.0 \times 10^{-5}$  程度) の剥離制御性能 (揚抗比の時間平均量) は, 両デバイス共に駆動周波数が  $F^+ = 6.0$  から 15 程度において優れた結果を示し, 剥離制御に最適な駆動周波数が同程度の領域に局在する事を示した. 一方, 弱い制御時に  $F^+ = 20$  を用いたケース,  $C_\mu = 2.0 \times 10^{-5}$  とした制御ケースにおいては SJ のみが剥離制御可能であり, 本稿の流れ・制御条件ではデバイス間の剥離制御性能にわずかな差異を生じる事も分かった.

3) 主流方向運動量の交換作用の観点では, 両デバイス共にレイノルズ応力項の乱流成分が支配的であり, これらの成分はデバイスの駆動周波数に同調して翼面上に生成される大規模渦構造によって連行される事を示した. またいずれのデバイスを用いた剥離制御によっても, 剥離泡前方の剪断層内において擾乱の線形成長領域が存在する事を示した. なお擾乱の空間成長率に関して, PA による制御時には高周波擾乱が SJ による制御時よりも上流側で大きな成長率を持つ例を示し, PA におけるバースト駆動が生み出す高周波擾乱によって制御流れにおける擾乱の非線形成長が促進される可能性に触れた.

なお, 本解析では PA と SJ を前縁部に取り付けたケースを議論したが, PA に関しては前縁から翼弦長 5% 位置, また剥離点に近い 2.5% 位置の方が制御効果が高い事が報告されている<sup>(13)</sup>. そのような条件下では, PA の擾乱における主流方向運動量の影響, SJ における吸い込みの効果等の観点で, 本稿と異なるデバイス間の差異が示される可能性があり, 更なる解析が必要である.

## 謝辞

本研究では JSPS 科研費 258793 の助成を受けた. また数値計算には, 文部科学省の「HPCI 戦略プログラム 分野 4 次世代ものづくり 課題 I 『輸送機器・流体機器の流体制御による革新的効率化・低騒音化に関する研究開発』 (課題番号 hp120296, hp130001, hp140207, hp150219)」の支援のもとに理化学研究所計算科学研究機構が保有するスーパーコンピュータ「京」を用いた.

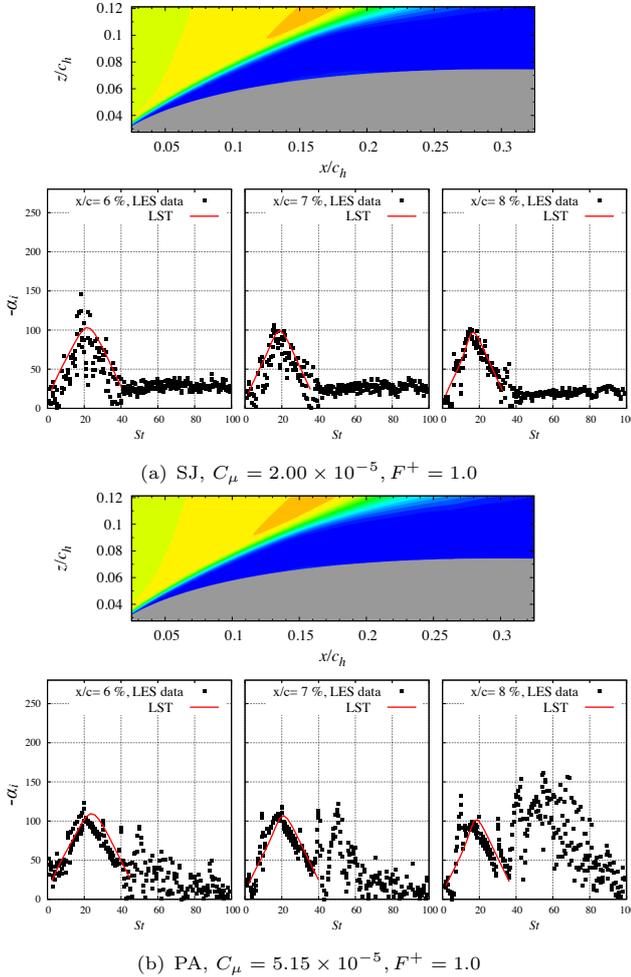
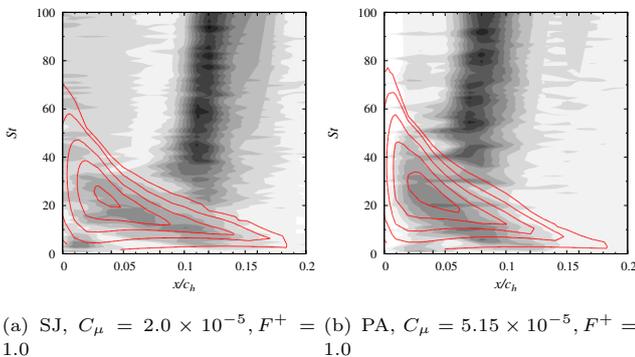


図 17: Controlled cases: top figure shows time-averaged  $u/u_\infty$ ; bottom figures show the spatial growth rate  $\alpha_i$  estimated by LST and FFT analysis for LES data.



(a) SJ,  $C_\mu = 2.0 \times 10^{-5}$ ,  $F^+ = 1.0$  (b) PA,  $C_\mu = 5.15 \times 10^{-5}$ ,  $F^+ = 1.0$

図 18: Spatial distributions of  $\alpha_i$  in the  $St - x/c_h$  space; black-to-white contour and red contour lines show LES and LST results for  $0 \leq -\alpha_i \leq 100$ .

参考文献

- (1) Glezer, A. and Amitay, M., "Synthetic Jets," *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 34, 2002, pp. 503–529.
- (2) Corke, T. C., Enloe, C. L., and P. Wilkinson, S., "Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Flow Control," *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2010.
- (3) Sidorenko, A. A., Zanin, B. Y., Postnikov, B. V., Budovsky, A. D., Starikovskii, A. Y., Roupassov, D. V., Zavialov, I. N., Malmuth, N. D., Smereczniak, P., and Silkey, J. S., "Pulsed Discharge Actuators for Rectangular Wings Separation Control," *AIAA-2007-941*, 2007.
- (4) Asada, K. and Fujii, K., "Computational Analysis of Unsteady Flow-field Induced by Plasma Actuator in Burst Mode," *AIAA-2010-5090*, June 2010.
- (5) Kim, J. and Sung, H. J., "Wall pressure fluctuations and flow-induced noise in a turbulent boundary layer over a bump," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 558, 2006, pp. 79–102.
- (6) Donovan, J. F., Kral, L. D., and Cary, A. W., "Active Flow control Applied to an airfoil," *AIAA-1998-210*, 1998.
- (7) Okada, K., Nonomura, T., Fujii, K., and Miyaji, K., "Computational Analysis of Vortex Structures Induced by a Synthetic Jet to Control Separated Flows," *International Journal of Flow Control*, Vol. 4, No. 1+2, June 2012, pp. 47–65.
- (8) Marxen, O., Kotapati, R. B., Mittal, R., and Zaki, T., "Stability analysis of separated flows subject to control by zero-net-mass-flux jet," *Physics of Fluids*, Vol. 27, 2015, pp. 68–89.
- (9) Zhang, W. and Samtaney, R., "A direct numerical simulation investigation of the synthetic jet frequency effects on separation control of low-Re flow past an airfoil," *Physics of Fluids*, 2015.
- (10) Abe, Y., Okada, K., Nonomura, T., and Fujii, K., "The Effects of Actuation Frequency on the Separation Control over an Airfoil using a Synthetic Jet," *EUCASS Flight Physics Book*, Vol. 7, 2013.
- (11) Aono, H., Sekimoto, S., Sato, M., Yakeno, A., Nonomura, T., and Fujii, K., "Computational and experimental analysis of flow structures induced by a plasma actuator with burst modulations in quiescent air," *Mechanical Engineering Journal*, Vol. 2, 2015.
- (12) Nonomura, T., Aono, H., Sato, M., Yakeno, A., Okada, K., Abe, Y., and Fujii, K., "Control Mechanism of Plasma Actuator for Separated Flow around NACA0015 at Reynolds Number 63,000 - Separation Bubble Related Mechanisms-," *AIAA 2013-0853*, 2013.
- (13) Sato, M., Okada, K., Nonomura, T., Aono, H., Yakeno, A., Asada, K., and Fujii, K., "Multifactorial Effects of Operating Conditions of Dielectric-Barrier-Discharge Plasma Actuator on Laminar-Separated-Flow Control," *AIAA journal*, 2015.
- (14) Sato, M., Nonomura, T., Okada, K., Asada, K., Aono, H., Yakeno, A., Abe, Y., and Fujii, K., "Mechanisms for Laminar Separated-Flow Control using DBD Plasma Actuator at Low Reynolds Number," *Physics of Fluids (Accepted for publication)*, 2015.
- (15) Suzen, Y. B. and Huang, P. G., "Simulations of Flow Separation Control using Plasma Actuator," *AIAA-2006-877*, 2006.
- (16) You, D. and Moin, P., "Active control of flow separation over an airfoil using synthetic jets," *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 24, 2008, pp. 1349–1357.
- (17) Fujii, K. and Ogawa, T., "Aerodynamics of High Speed Trains Passing by Each other," *Computers & Fluids*, Vol. 24, 1995, pp. 897–908.
- (18) Melville, R. B., Moiton, S. A., and Rizzetta, D. P., "Implementation of a fully-implicit, aeroelastic Navier-Stokes solver," *AIAA-1997-2039*, 1997.
- (19) Fujii, K., Endo, H., and Yasuhara, M., *Activities of Computational Fluid Dynamics in Japan: Compressible Flow Simulations, High Performance Computing Research and Practice in Japan*, JOHN WILEY & SONS, 1990.
- (20) Lele, S. K., "Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution," *Journal of Computational Physics*, Vol. 103, No. 1, 1992, pp. 16–42.
- (21) Fujii, K., "Simple Ideas for the Accuracy and Efficiency Improvement of the Compressible Flow Simulation Methods," *Proceedings of the International CFD Workshop on Supersonic Transport Design*, 1998.
- (22) Visbal, M. R. and Rizzetta, D. P., "Large-eddy Simulation on General Geometries Using Compact Differencing and Filtering Schemes," *AIAA-2002-288*, 2002.
- (23) Abe, Y., Iizuka, N., Nonomura, T., and Fujii, K., "Conservative metric evaluation for high-order finite difference schemes with the GCL identities on moving and deforming grids," *Journal of Computational Physics*, Vol. 232, 2013, pp. 14–21.
- (24) Okada, K., Oyama, A., Fujii, K., and Miyaji, K., "Computational Study of Effects of Nondimensional Parameters on Synthetic Jets," *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 55, No. 1, 2012, pp. 1–11.
- (25) Bénard, N., Jolibois, J., and Moreau, E., "Lift and drag performances of an axisymmetric airfoil controlled by plasma actuator," *Journal of Electrostatics*, Vol. 67, No. 2-3, 2009, pp. 133–139.