

## DBD プラズマアクチュエータを用いた翼周り剥離流れ制御における

## 大規模渦構造と乱流微細構造の寄与

## -2 次元計算と 3 次元 LES 計算の比較-

Contribution of large-scale vortex and fine-scale turbulent structure  
in separated flow control using DBD plasma actuator

- 浅野兼人, 東大・院, 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, asano@flab.isas.jaxa.jp  
 浅田健吾, 東大・院, 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, asada@flab.isas.jaxa.jp  
 加藤宏基, 東大・院, 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, kato@flab.isas.jaxa.jp  
 佐藤允, ISAS/JAXA, 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, sato@flab.isas.jaxa.jp  
 焼野藍子, ISAS/JAXA, 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, yakeno@flab.isas.jaxa.jp  
 青野光, ISAS/JAXA, 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, aono@flab.isas.jaxa.jp  
 野々村拓, ISAS/JAXA, 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, nonomura@flab.isas.jaxa.jp  
 藤井孝藏, ISAS/JAXA, 〒252-5210 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1, fujii@flab.isas.jaxa.jp  
 Kento Asano, The University of Tokyo, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210, Japan  
 Kengo Asada, The University of Tokyo, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210, Japan  
 Hiroki Kato, The University of Tokyo, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210, Japan  
 Makoto Sato, ISAS/JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210, Japan  
 Aiko Yakeno, ISAS/JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210, Japan  
 Hikaru Aono, ISAS/JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210, Japan  
 Taku Nonomura, ISAS/JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210, Japan  
 Kozo Fujii, ISAS/JAXA, 3-1-1, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagamihara, Kanagawa, 252-5210, Japan

2D simulations for a flow controlled by the DBD plasma actuator were conducted to investigate the effect of spanwise vortices induced by plasma actuator. The DBD plasma actuator is set at the 5% chord length from the leading edge of NACA0015 airfoil and operated in burst mode. The Reynolds number based on chord length is 63,000 and the angle of attack is 14 [deg]. By phase average analysis for non-dimensional burst frequency of 6, the 3D LES showed the spanwise vortex broken down and formed three-dimensional structures. However, the 2D simulation did not show the breaking down of the spanwise vortex. Since the 3D LES showed better flow control than the 2D simulation by comparing the time averaged flow field, these results indicate that the three dimensional vortex structure due to the transition causes better flow control.

## 1. 緒言

翼周りの流れにおいて剥離が生じると性能を悪化させるだけでなく、失速する原因となる。特に航空機の場合、失速が生じると重大な事故に繋がるため、剥離流れの制御が重要となる。剥離流れを対象とした研究は長い間行われており、これまでに剥離流れに対する様々な制御装置が開発されてきた。吸い込みや吹き出し<sup>(1)(2)</sup>、翼面に突起をつけるボルテックスジェネレータ<sup>(3)</sup>がその例である。しかし、吸い込みや吹き出しの場合、構造が複雑で消費エネルギーが大きいという欠点がある。また、ボルテックスジェネレータの場合、設計点外の条件では性能を悪化させることがある。そのため、これまで開発されてきた剥離流れの制御装置は、限定的な使用にとどまっている。

近年研究の対象となっている誘電体バリア放電(Dielectric Barrier Discharge)プラズマアクチュエータ(以下プラズマアクチュエータ)<sup>(4)(5)(6)</sup>やシンセティックジェット<sup>(7)(8)</sup>は従来型の剥離流れの制御装置の欠点を克服するマイクロデバイスとして注目されており、実験及び数値シミュレーションともに盛んに研究が行われている。特にプラズマアクチュエータは、機構が単純であり、翼表面を加工する必要がなく、応答が早いといった特徴を持っているため、従来の制御装置よりも利点が多い。図 1 にプラズマアクチュエータの概略図を示す。誘電体を挟んだ電極に交流高電圧をかけることで流体中に非定常な速度変動が誘起されるが、時間平均を取る

と露出電極から被覆電極へと向かう数 m/s の空気の流れが誘起される。前述した特徴に加え、入力電圧により駆動方法を簡単に換えることができるのもプラズマアクチュエータの大きな特徴である。例えば、図 2 に示す様な入力電圧の ON/OFF を切り替える非定常入力を用いることで、消費エネルギーを抑えつつ、より効率的に剥離流れ制御が実現できることが知られている<sup>(9)(10)</sup>。このような波形はバースト波と呼ばれ、バースト周波数  $f$  をコード長  $c$ 、主流速度  $U_\infty$  で無次元化した  $F^*$  が最も支配的なパラメータと考えられている。Patel ら<sup>(11)</sup>は前縁剥離流れの制御には  $F^*=1$  が最適であると主張している一方で、Sekimoto ら<sup>(12)</sup>は  $F^*=5$  より大きな値が剥離流れの制御に最適であると主張している。このように、剥離流れの制御に最適な  $F^*$  に関してはばらつきがあり、更に各周波数における制御メカニズムも明らかになっていない。

そこで、より詳細な流れ場の解析を行うために Asada ら<sup>(13)</sup>は、レイノルズ数 63,000 の NACA0015 翼型で  $F^*=1$  及び 6 のケースについて数値シミュレーションを行い、前者では 2 次元な構造の大規模な渦が移流することにより揚力を得ることができ、後者では乱流遷移を促進させることで流れの再付着を促すことを明らかにした。また Sato ら<sup>(14)</sup>は、大規模パラメトリックスタディを行うことで、プラズマアクチュエータの取り付け位置、投入運動量の大きさやバースト周波数などの駆動パラメータがそれぞれ剥離流れ制御に与える影響を調べた。この中で彼らは、 $F^*=5$  付近におい

て最も剥離流れ制御が効果的であると主張している。Nonomuraら<sup>(15)</sup>は、位相平均解析などを行い、 $F^+=6$ では乱流遷移により生じる壁面付近のレイノルズ応力が運動量交換に寄与し、 $F^+=1$ よりも優れた剥離流れ制御を示すことを明らかにした。また、 $F^+=1, 6$ ともにスケールの小さな渦によって生じるレイノルズ応力の非周期成分が、2次元的な渦による周期的な成分よりも支配的であると彼らは主張している。しかしながら、3次元 LES によって得られる流れ場は3次元的な複雑な渦構造を含むため、プラズマアクチュエータによって生成される2次元的な渦の効果のみを調べることは困難である。

そこで本研究では、2次元計算を行うことでプラズマアクチュエータにより生じる2次元的な渦の挙動に着目する。時間平均流れ場および位相平均流れ場を3次元 LES の結果と比較することで、翼周りの剥離流れの制御に対して、2次元的な大規模な渦構造と3次元的な微細な乱流渦が与える影響の違いを調べる。

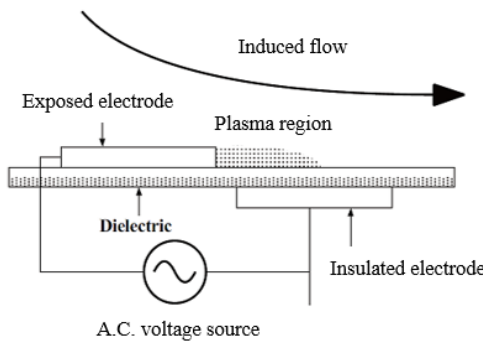


Fig. 1 Configuration of plasma actuator.

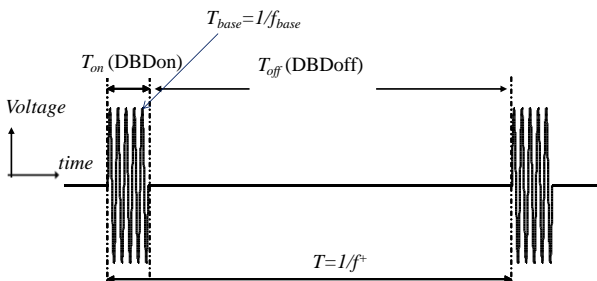


Fig. 2 Burst wave image.

## 2. 数値計算方法

本章では2次元計算（以下2D計算）で用いた数値計算手法について述べる。3次元 LES（以下3D計算）の数値計算手法は別文献<sup>(13)</sup>を参考されたい。

### 2.1 計算手法

本研究では、ISAS/JAXA で開発された流体解析ソルバー LANS3D<sup>(16),(17)</sup>を用いて解析を行った。支配方程式である2次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式は、一様流速度  $U_\infty$  と翼弦長  $c$  により無次元化した。誘起速度領域が小さいプラズマアクチュエータによる変動や、せん断層を効率的に解くために、対流項及び粘性項の離散化には従来の圧縮性スキームに比べ解像度が高い6次精度のコンパクト差分法<sup>(18)</sup>を用いた。壁面付近で計算が不安定になり発散することを防ぐため、境界から1点目と2点目は通常用いられている片側4次精度の陽的差分ではなく、片側2次精度の陽的差分

を用いた。高周波の数値振動を抑えるために6次精度3重対角フィルター<sup>(19)</sup>を使用した。フィルター係数は  $\alpha_f=0.48$  としている。時間積分には2次精度3点後退差分に内部反復を3回<sup>(20)</sup>入れた ADI-SGS 陰解法<sup>(21)</sup>を用いている。無次元時間刻み幅は、最大クーラン数が2.1程度になる0.00025とした。

### 2.2 解析対象

本計算では、NACA0015 翼型周りの流れを解析対象とする。計算には重合格子法を用いた。計算格子は図3に示すように、翼周りの流れを解くための格子 Zone1 (青) とアクチュエータ周りの流れを解くための解像度の高い格子である Zone2 (赤) の2つの zone からなる。Zone1 にはC型格子を用い、計算領域は翼型前縁を中心に翼弦長  $c$  に対して  $25c$  とした。Zone2 にはプラズマアクチュエータをモデル化した体積力を分布させている。図4に示すように、Zone2 の格子はプラズマアクチュエータが設置されているコード長5%位置付近に集めた。格子点数は Zone1 では  $795 \times 179$ 、Zone2 では  $233 \times 80$  であり、総格子点数は約16万点である。最小格子幅は Zone1, Zone2 ともに、境界層の厚み方向に  $1.2 \times 10^{-4}$  である。

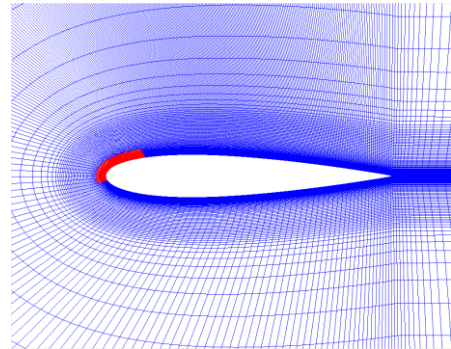


Fig. 3 Computational grids (Whole image).

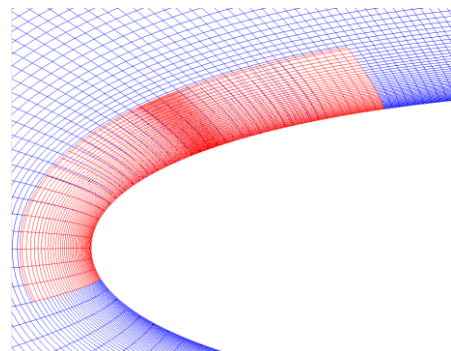


Fig. 4 Computational grids near the leading edge. (Zone1 : blue, Zone2 : red)

### 2.3 計算条件

一様流マッハ数を圧縮性の効果が無視できる  $M_\infty=0.2$  とした。レイノルズ数は一様流  $U_\infty$  を代表速度、コード長  $c$  を代表長さとして  $Re_c=63,000$  とした。迎角  $\alpha$  として  $\alpha=14^\circ$  を選んだ。

## 2. 4 支配方程式

支配方程式として 2 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式に外力項としてプラズマアクチュエータによる効果を加えたものを用いた。質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則からなり、一様流速及び翼弦長で無次元化を行った形で以下のように表される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_k + p \delta_{ik})}{\partial x_k} = \frac{1}{Re} \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} + D_c q_c E_i \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial ((e+p)u_k)}{\partial x_k} &= \frac{1}{Re} \frac{\partial u_i \tau_{ki}}{\partial x_k} \\ &+ \frac{1}{(\gamma-1)PrReM_\infty^2} \frac{\partial q_k}{\partial x_k} + D_c q_c u_k E_k \end{aligned} \quad (3)$$

$u_i, q_i, \rho, p, e, \tau_{ij}, \delta_{ij}$  及び  $t$  はそれぞれ無次元化された速度ベクトル、熱流束ベクトル、密度、圧力、単位体積あたりの全エネルギー、応力テンソル、クロネッカーのデルタ及び時間である。式(2),(3)で、右辺最後の項はプラズマアクチュエータが単位体積あたりに流体へ与える力 ( $D_c q_c E_i$ ) とエネルギー ( $D_c q_c u_k E_k$ ) をそれぞれ表している。 $Re, M_\infty, Pr$  はそれぞれレイノルズ数、一様流マッハ数、プラントル数である。

## 2. 5 プラズマアクチュエータのモデル化

運動量保存則およびエネルギー保存則に加えた外力項に含まれる  $q_c$  及び  $E_k$  は、それぞれアクチュエータが空間に作り出す電荷分布と電場ベクトルを表している。また  $D_c$  は電磁力に関する無次元数で次のように表される。

$$D_c = \frac{q_{c,ref} E_{ref} c}{\rho_\infty u_\infty^2} = \frac{q_{c,ref} \phi_{ref}}{\rho_\infty u_\infty^2} \quad (5)$$

ここで、添字“ref”は代表値を表し、 $\phi$  は静電ポテンシャル (電圧) である。上式より、 $D_c$  の物理的な意味はアクチュエータから流体に加えらる電氣的なエネルギーと流体の一様流状態における動圧との比である。つまり、入力電圧の大きさが大きい程  $D_c$  の値は大きくなるため、 $D_c$  は入力電圧の大きさを表すパラメータとして用いる事ができる。具体的に  $D_c$  の値を決めるには  $q_{c,ref}$  と  $\phi_{ref}$  の値を決める必要があるが、 $\phi_{ref}$  は入力電圧の最大値等で簡単に決められる事があるのに対して  $q_{c,ref}$  を与えるためには空間の電荷分布を計測等によりあらかじめ知っておく必要がある。しかし、 $q_{c,ref}$  の値を計測するのは困難であるため、本研究では一様流とプラズマアクチュエータによる誘起速度の比から  $D_c$  の値を現実的な値として見積もる。

計算を行う上で体積力を付加させるためには、 $q_c$  及び  $E_i$  の空間分布を求める必要があるが、本研究では既存のモデルである *Suzen* らによって提案されたモデル<sup>(2)</sup>を用いた。この *Suzen* らによるモデルは  $D_c$  の値を適切に決める事で、ある程度信頼性のある誘起速度の速度分布が得られることが知られている。

## 2. 6 プラズマアクチュエータの作動条件

プラズマアクチュエータの作動条件は、Asada ら<sup>(13)</sup>が行ったバースト波を用いた剥離制御において効果が現れたと報告のあった  $F^+=1, 6$  について計算を行った。 $F^+$ の算出の仕方を以下に示す。バースト波の周波数を  $f$ 、バースト波の基となる sine 波の周波数を  $f_{base}$  とし、バースト比率  $BR$  を

$$BR = \frac{T_{base}}{T} \quad (6)$$

とする。ここで、 $BR=100\%$  は通常の交流入力の意味する。バースト波一周期中の波数を  $n$  とすると

$$f^+ = \frac{f_{base} BR}{n} = \frac{1}{T} \quad (7)$$

となる。この  $f^+$  を以下のようにコード長  $c$  と主流速度  $U_\infty$  で無次元化することにより、 $F^+$  が算出される。

$$F^+ = \frac{f^+ c}{U_\infty} \quad (8)$$

本研究で対象とした計算ケース及び各種パラメータを以下の表 1 に示す。また、比較対象とした 3D 計算の各種パラメータを表 2 に示す。

Table 1. Plasma actuator parameter for 2D calculation

c	DBD location [%]	$D_c$	$f_{base}$ [Hz]	BR [%]
OFF	N/A	N/A	N/A	N/A
$F^+=1$	5	0.64	1000	10
$F^+=6$	5	0.64	6000	10

Table 2. Plasma actuator parameter for 3D calculation

	DBD location [%]	$D_c$	$f_{base}$ [Hz]	BR [%]
OFF	N/A	N/A	N/A	N/A
$F^+=1$	5	0.16	1000	10
$F^+=6$	5	0.16	6000	10

## 3. 結果と考察

### 3. 1 LES における瞬間場

図 5 に 3D 計算によって得られた  $F^+=1$  および  $F^+=6$  のケースの瞬間流れ場を示す。背景の面塗りはコード方向の速度を表し、等値面は速度勾配テンソルの第 2 不変量にコード方向の渦度で着色している。 $F^+=1$  のケースではせん断層から発生した渦が移流するにつれて崩壊していく様子が見られる。一方  $F^+=6$  のケースでは、せん断層から 2 次元的な渦が放出されて間もなく崩壊している。また、 $F^+=6$  の方がより細かな 3 次元的な渦構造を伴う流れとなっており、前縁付近でより速い流れとなっている。

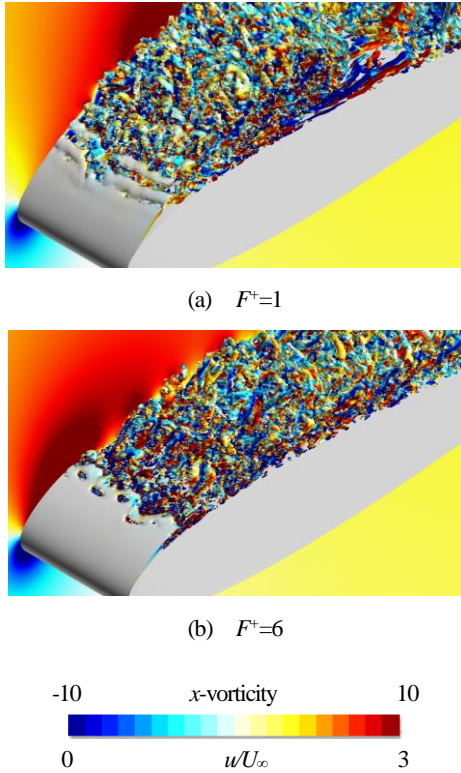


Fig. 5 Iso-surfaces of 2nd invariant of velocity gradient tensors and chord direction velocity distributions (Iso-surfaces is colored by  $x$ -vorticity)

3. 2 時間平均流れ場

図 6 に 3D 計算のコード方向平均速度を示す。OFF のケースでは前縁から大規模に剥離しているが、 $F^+=1, 6$  のケースではともに前縁で剥離泡を形成し、再付着する流れ場となっている。表 3 に示す剥離点および再付着点から、 $F^+=6$  のケースでは  $F^+=1$  のケースよりも再付着点が前縁付近にあることがわかる。これは、 $F^+=6$  では乱流遷移による効率的な剥離流れ制御がなされているからである<sup>(13)</sup>。

図 7 に 2D 計算のコード方向平均速度を示す。3D 計算と比較して OFF のケースの流れ場が異なるものの、制御効果が見られる。前縁付近に形成されている剥離泡に注目すると、 $F^+=1$  および  $F^+=6$  において剥離泡が小さくなっている。特に  $F^+=6$  では剥離泡が小さくなっているのが明確である。剥離点および再付着点の具体的な値を表 4 に示す。2D 計算においても、 $F^+=6$  の方が  $F^+=1$  よりも効果があるという同様の傾向が得られている。また、後縁付近において OFF のケースよりもせん断層と翼面の距離が近くなっている。しかしながら、3D 計算のような  $F^+=1$  および  $F^+=6$  の違いが見られなかったことから、後縁付近の流れには 3 次元的な渦構造が影響を与えていると考えられる。

図 8 に 2D 算および 3D 計算の各ケースの翼面圧力分布を示す。赤線が  $F^+=1$ 、青線が  $F^+=6$  のケースを示す。また、実線が 2D 計算、破線が 3D 計算を示す。3D 計算では、 $F^+=6$  のケースが  $F^+=1$  のケースよりも前縁における負圧のピーク値が大きい。これは、図 6 および表 5 に示すように、前縁における剥離泡の大きさに著しい違いが見られるためである。一方、2D 計算では剥離泡の大きさに違いは見られるものの、その違いは大きくない。そのために、前縁付近における圧力分布が似た傾向を示している。次に後縁における圧力分布に注目すると、3D 計算では  $F^+=1, 6$  ともに 0 に向

かって圧力回復がなされていることから、大規模な剥離が制御されていると言える。一方 2D 計算では、後縁における圧力係数が 0 から大きく外れている。このように圧力回復されていない分布は、後縁において大きな剥離が生じていることを示している。

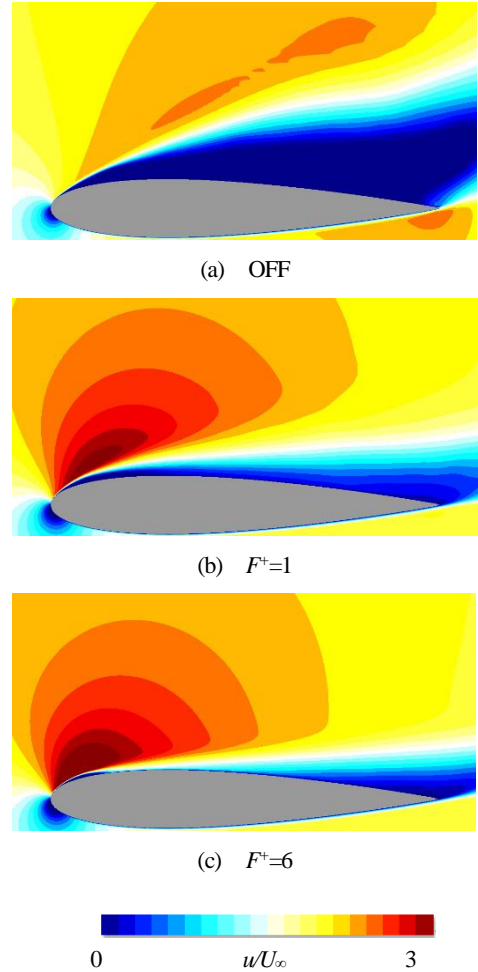


Fig. 6 Time averaged velocity field of 3D LES

Table 3. Separation and reattachment points of 3D LES

	separation point $x/c$	reattachment point $x/c$
OFF	0.022	-
$F^+=1$	0.015	0.381
$F^+=6$	0.019	0.143

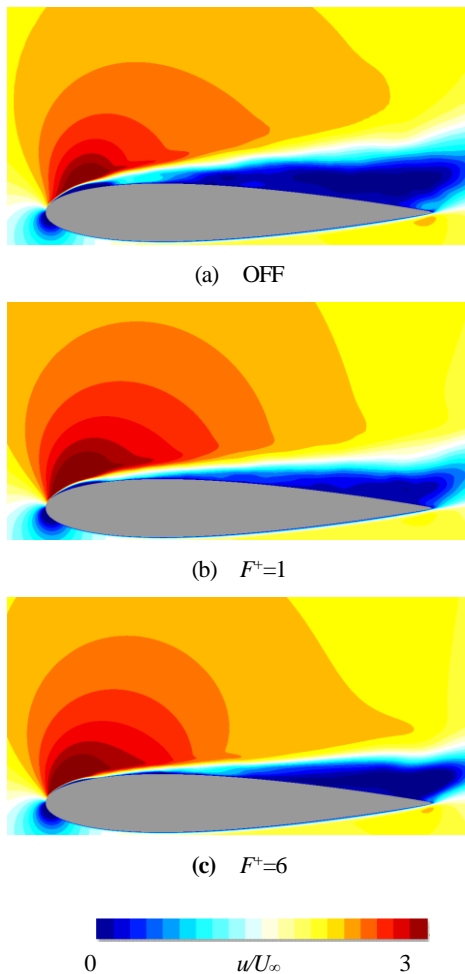


Fig. 7 Time averaged velocity field of 2D calculation

Table 4. Separation and reattachment points of 2D calculation

	separation point $x/c$	reattachment point $x/c$
OFF	0.017	0.177
$F^+=1$	0.018	0.148
$F^+=6$	0.023	0.127

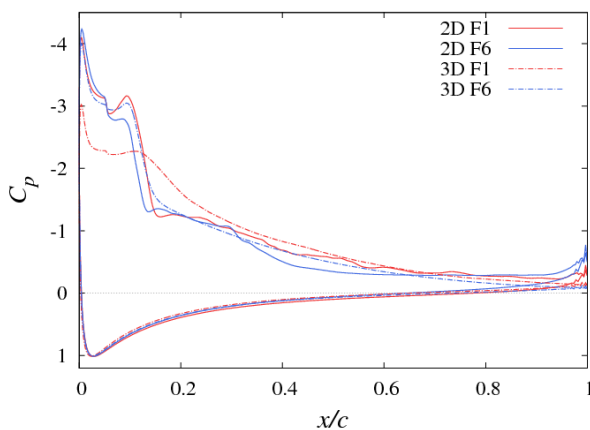


Fig.8 Pressure coefficient

### 3. 3 位相平均流れ場

非定常流れ場の比較を行うために、位相平均を行った。図 9, 10 に 2D 計算および 3D 計算によって得られた位相平均した流れ場を示す。面塗りは渦度を、等高線は速度勾配テンソルの第 2 不変量を表している。

図 9 に示す  $F^+=1$  の 3D 計算では、プラズマアクチュエータによって誘起された渦が合体することで大規模な渦構造を生じ、移流していく様子が見られる。この大規模な渦構造によってせん断層が翼面に引き付けられ、大規模剥離を抑制している。2D 計算においても 3 次元 LES 計算と同様の傾向を示している。プラズマアクチュエータにより発生した渦が流れるにつれて合体し、後縁付近において細かい渦をさらに巻き込みながら移流していく様子が見られる。

一方、図 10 に示す  $F^+=6$  の 3D 計算では、放出された渦同士の合体による大規模な渦構造となることなく移流し、その後崩壊する様子が見られる。2D 計算のケースにおいても、3D 計算同様に大規模な渦構造を形成することなく移流する様子が見られるものの、渦は弱まることなく後縁に移流している。このとき、放出された渦は翼面に沿うことなく移流している。このことから、3D 計算における 2 次元構造の渦が崩壊するのは乱流遷移によって渦が 3 次元的な構造となるためだと言える。また、2D 計算よりも 3D 計算の方が剥離流れの制御効果が大きいことから、乱流遷移による 3 次元渦構造がもたらす運動量の交換が剥離流れの制御に必要であると言える。

### 4. まとめ

NACA0015 翼型周りの流れに対して、2 次元計算を行った。時間平均流れ場および位相平均流れ場を 3 次元 LES と比較し、プラズマアクチュエータによる剥離制御流れにおける、2 次元的な渦構造と 3 次元的な渦構造の影響を調べた。

2 次元計算の時間平均流れ場の解析より、 $F^+=6$  のケースでは  $F^+=1$  のケースよりも剥離泡の大きさが小さくなっていた。これは 3 次元 LES と同様の傾向を示す。また 2 次元計算によって得られた位相平均流れ場から、 $F^+=1$  のケースでは 3 次元 LES 同様に、プラズマアクチュエータにより誘起された渦が移流するにしたがい合体し大規模な渦構造を形成する様子が見られた。一方、 $F^+=6$  のケースの 3 次元 LES では、プラズマアクチュエータの駆動により生じた 2 次元的な渦が崩壊する。しかし、2 次元計算では誘起された渦が消失せず、かつ翼面から離れて移流する様子が見られた。このことから、 $F^+=6$  のケースでは 2 次元構造の渦による剥離流れの制御効果はあるものの、乱流遷移による 3 次元渦構造がより効果的な剥離流れの制御をもたらすことが分かった。

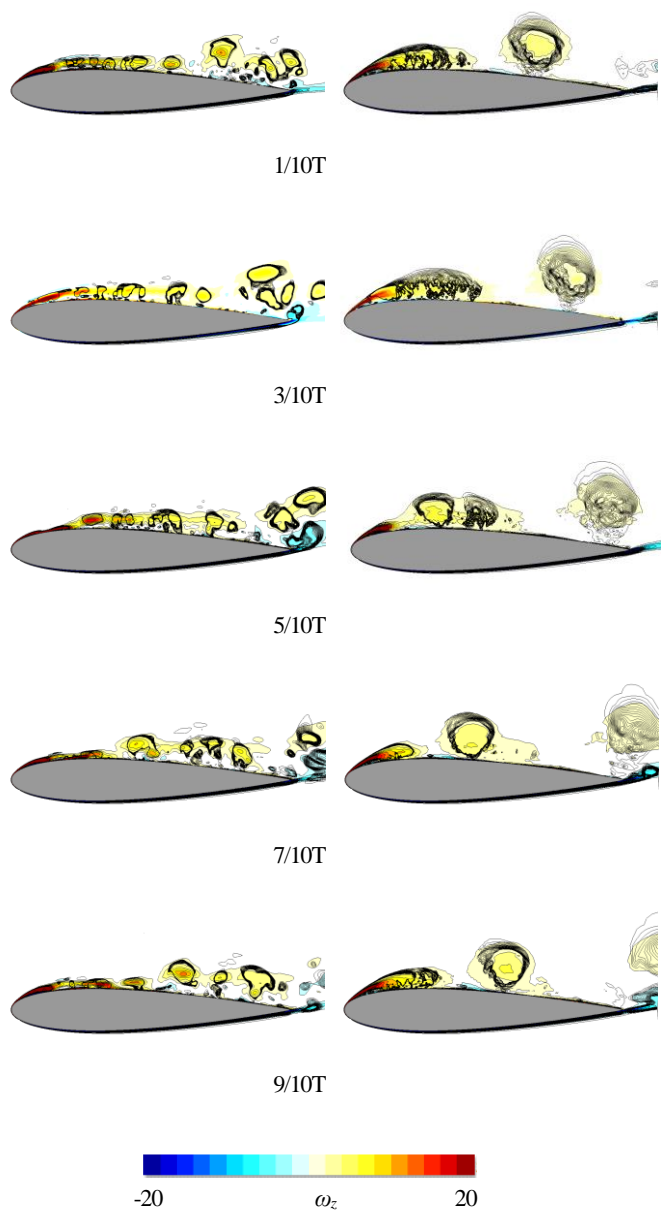


Fig. 9 Phase averaged flow field of  $F^+ = 1$   
 Vorticity and 2nd invariant of velocity gradient tensor  
 (left : 2D calculation, right : 3D LES)

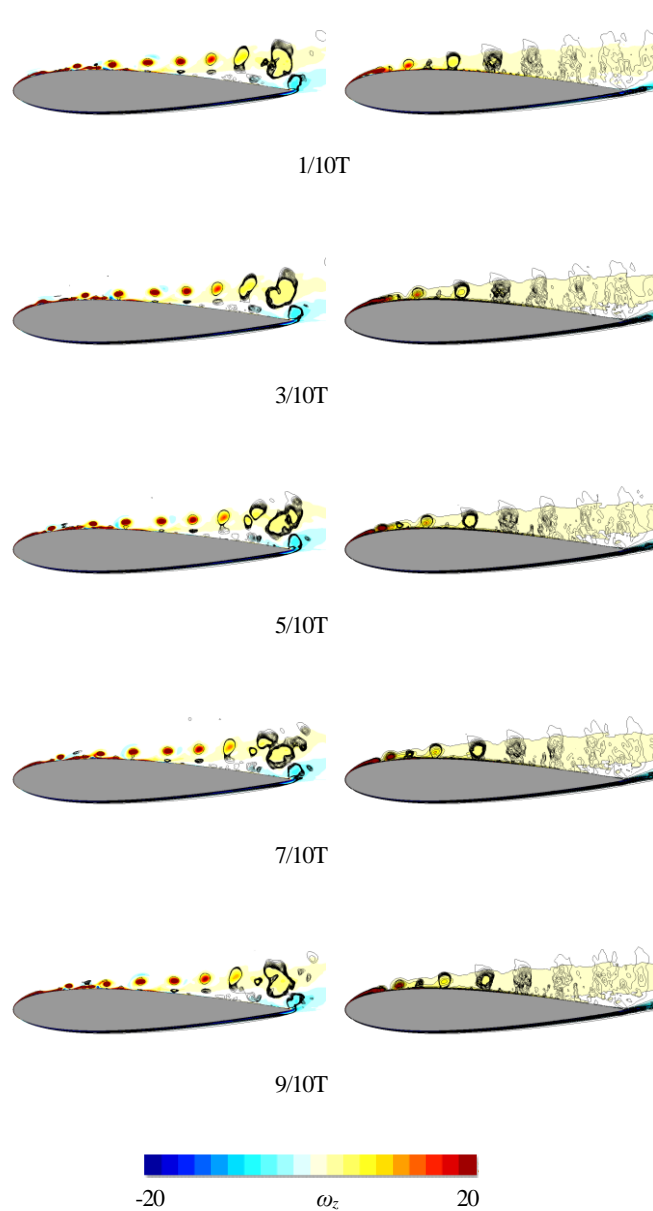


Fig. 10 Phase averaged flow field of  $F^+ = 6$   
 Vorticity and 2nd invariant of velocity gradient tensor  
 (left : 2D calculation, right : 3D LES)

- (1) Huang, L., Huang, P. G., LeBeau, R. P., and Hauser, T., "Numerical Study of Blowing and Suction Control Mechanism on NACA0012 Airfoil," *Journal of Aircraft*, Vol. 41, No. 5, (2004), pp. 1005-1013.
- (2) Dano, Bertrand P. E., Zha, Gecheng, and Castillo, M., "Experimental Study of Co-Flow Jet Airfoil Performance Enhancement Using Discrete Jets," AIAA Paper 2011-0941, (2011).
- (3) Seshagiri, A., Cooper, E., and Traub, L. W., "Effect of Vortex Generators on an Airfoil at Low Reynolds Numbers," *Journal of Aircraft*, Vol. 46, No. 1, (2009), pp. 116-122.
- (4) Corke, T. C., Lon Enloe, C. L. and Wilkinson, S. P., "Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control," *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 42, (2010), pp. 505-529.
- (5) Visbal, M. R., and Gaitonde, D. V., "Control of Vortical Flows Using Simulated Plasma Actuators," AIAA 2006-505, (2006).
- (6) Greenblatt, D., Schneider, T., and Schule, C. Y., "Mechanism of flow separation control using plasma actuation," *Physics of Fluids*, Vol. 24, 077102, (2012).
- (7) Mejia, O. D. L., Moser, R. D., Brzozowski, D., and Glezer, A., "Effect of Trailing-Edge Synthetic Jet Actuation on an Airfoil," *AIAA Journal*, Vol. 49, NO. 8, (2011), pp. 1763-1777.
- (8) Zhang, S. and Zhong, S., "Turbulent Flow Separation Control over a Two-Dimensional Ramp Using Synthetic Jets," *AIAA Journal*, Vol. 49, No. 12, (2011), pp. 2637-2649.
- (9) Sidorenko, A. A. et al., "Pulsed Discharge Actuators for Rectangular Wings Separation Control," AIAA 2007-941, (2007).
- (10) Visbal, M. R., Gaitonde, D. V., and Roy, S., "Control of Transitional and Turbulent Flows Using Plasma-Based Actuators," AIAA 2006-3230, (2006).
- (11) Patel, M. P., Terry Ng, T., Vasudevan, S., Corke, T. C., Post, M. L., McLaughlin, T. E., Suchomel, C. F. "Scaling Effects of an Aerodynamic Plasma Actuator," AIAA Paper 2007-635, (2007).
- (12) Sekimoto, S., Asada, K., Usami, T., Ito, S., Nonomura, T., Ooyama, A. and Fujii, K., "Experimental study of effects of frequency for burst wave on a DBD plasma actuator for separation control," AIAA Paper, 2011-3989, (2011).
- (13) Asada, K. and Fujii, K., "Burst Frequency Effect of DBD Plasma Actuator on the Control of Separated Flow Over an Airfoil," AIAA 2012-3054, (2012).
- (14) Sato, M. et al., "Parametric study on separation control by DBD plasma actuator over NACA0012 and NACA0015 airfoil at Reynolds Number 63,000", 65th Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics, (2012).
- (15) Nonomura, T. et al., "Control Mechanism of Plasma Actuator for Separated Flow around NACA0015 at Reynolds Number 63,000- Separation Bubble Related Mechanisms," AIAA 2013-0853.
- (16) Fujii, K., "Progress and Future Prospects of CFD in Aerospace-Wind Tunnel and Beyond", *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 41, No. 6, (2005), pp. 455-470.
- (17) Fujii, K., "CFD contributions to high-speed shock-related problems", *Shock Waves*, Vol. 18, No.2, (2008), pp.145-154.
- (18) Lele, S.K., "Compact Finite Difference Scheme with Spectral-Like Resolution," *Journal of Computational Physics*, Vol.103, (1992), pp. 16-22.
- (19) Gaitonde, D. V. and Visbal, R. M., "Pade Type Higher-Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations," *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 11, (2000), pp. 2103-2112.
- (20) Chakravarthy, S. R., "Relaxation Methods for Unfactored Implicit Upwind Schemes," AIAA Paper 84-0165, (1984).
- (21) Nishida, H. and Nonomura, T., "ADI-SGS Scheme on Ideal Magnetohydrodynamics", *Journal of Computational Physics* Vol. 228, Issue 9, (2006), pp. 3182-3188.
- (22) Suzen, Y. B. and Huang, P. G., "Simulations of Flow Separation Control using Plasma Actuator," AIAA Paper 2006-877, (2006).