

LES 解析による DBD プラズマアクチュエータのバースト発振翼剥離制御効果 Analysis of Separated Flow Control using DBD Plasma Actuator at Burst Mode over an Airfoil with LES

○ 浅田健吾, 東大・院, 〒229-8510 神奈川県相模原市由野台 3-1-1, asada@flab.isas.jaxa.jp
藤井孝藏, ISAS/JAXA, 〒229-8510 神奈川県相模原市由野台 3-1-1, fujii@flab.isas.jaxa.jp
Kengo Asada, University of Tokyo, Sagamihara, Kanagawa, 229-8510, Japan
Kozo Fujii, Institute of Space and Astronautical Science, JAXA, Sagamihara, Kanagawa, 229-8510, Japan

In order to clarify the important phenomenon for the burst mode effect of the plasma actuator on the control of leading edge separation over an airfoil, implicit large eddy simulation using compact difference scheme was applied. At burst mode and normal mode (use the alternative current for input voltage), the leading edge separation is controlled. The flow has the large bubble near the leading edge at normal mode, however, at burst mode, the bubble is shorter than normal mode. This is because the free stream directional strong vortex is induced by the plasma actuator induced span directional vortex, and it transfers momentum from the free stream to the boundary layer.

1. はじめに

現在, 災害等の情報収集や惑星探査などを目的として, 小型無人飛行機の研究が盛んに行われている。小型無人飛行機は現行の航空機と比較するとスケール, 飛行速度ともに小さくなるので, レイノルズ数は小さくなる。また火星探査飛行機を考えると, 火星大気密度は地球の 1/100 程度であるため, 更にレイノルズ数は減少する。これらの無人機においては飛行条件が $10^3 \sim 10^5$ 程度の低レイノルズ数の流れ場となるため, 一般的に高迎角においては翼面上境界層が層流状態のまま剥離し, そのまま再付着せず失速に至ってしまう事が知られており, 揚力確保が困難である。

従来層流剥離を抑制するためには乱流遷移を促進するボルテックスジェネレータ等が用いられてきたが, 近年では能動制御が可能な Dielectric Barrier Discharge (DBD) プラズマアクチュエータ⁽¹⁾やシンセティックジェット⁽²⁾等の能動小型デバイスが注目を集めている。

プラズマアクチュエータは Fig. 1 に示すように誘電体を挟む 2 つの電極で構成される。両電極に交流高電圧をかけることにより非定常な速度変動を流体に誘起するが, 時間平均を取ると露出電極から被服電極へと向かう空気の流れが誘起される。現在, プラズマアクチュエータが誘起可能な流速は数 m/sec と小さいものの, 構成装置が単純である, 素早い応答性を持つ, 消費エネルギーが少ないという利点がある。さらにジェットフラップ⁽³⁾やシンセティックジェットのように翼表面に穴を設ける必要がなく構造面でも有利である。

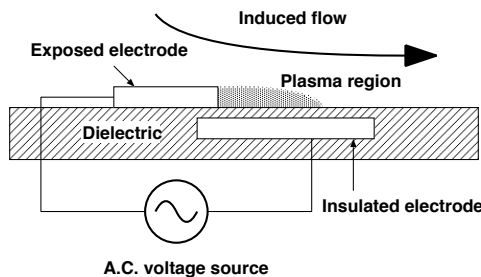


Fig. 1. Configuration of plasma actuator.

プラズマアクチュエータについての研究は実験, 数値シミュレーションともに多く行われている。基礎研究として, プラズマアクチュエータが雰囲気流体に速度を誘起するメカニズムに関する

研究⁽⁴⁾, 誘起速度に関する研究⁽⁵⁾等がある。応用に関する研究としては, 翼面上でのプラズマアクチュエータの設置位置が剥離制御に及ぼす影響に関する研究⁽⁶⁾, 入力電圧としてバースト波を用いる事で剥離制御を, より効率的に行おうとする研究⁽¹⁶⁾などがあげられる。

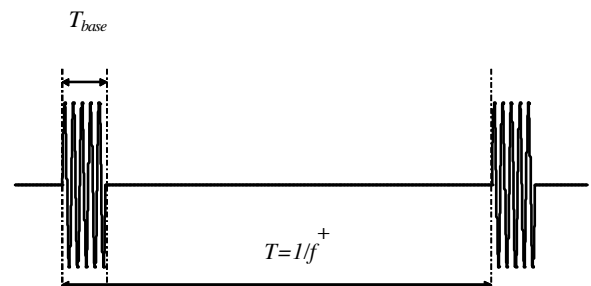


Fig. 2. Burst wave image

バースト波は Fig. 2 に示すように入力電圧として与える交流電圧の on と off を周期的に切り替えるもので, 適切なパラメータを選ぶ事で通常の交流電圧では剥離を押さえられない迎角で, 投入エネルギーを抑えつつ剥離制御が行えることが知られている。しかしながらバースト波を用いた剥離制御は有用性が知られているにも関わらず, そのメカニズムは明らかになっていない。また, バースト波の重要なパラメータとして, バースト周波数 f をストローハル数と同様に主流速度 U_∞ とコード長 c で無次元化した F^+ があり, この F^+ の最適な値に関する研究も多くなされている。 F^+ の最適な値が翼形状や, 気流の条件から予め予測できる事は, 実用化の際の大きな手助けとなり得る。Corke らはこの最適な値に対して $F^+=1$ 付近の値が剥離制御に最も効果的であると主張⁽⁷⁾している一方で, $F^+=10$ 付近の値が効果的であるという報告もなされている⁽⁸⁾。さらに同様の議論はシンセティックジェットや, スピーカの音を用いた翼剥離制御に関する研究でもなされており, Greenblatt⁽⁹⁾らによりまとめられているが, いずれの研究においても, 最適な F^+ の値にばらつきがあり, また実験条件も様々であるため, 真に最適な値は何であり, そもそも F^+ の無次元化の方法が適切であるのかという疑問が残る。これは先ほど述べた様にバースト波や, シンセティックジェットを用いた剥離制御のメカニズムや, 現象の理解が不十分であるためであると考えられる。また, プラズマアクチュエータを利用した剥離制御は入力として kHz オーダーの交流電圧を使用した場合, プラズマの発光現象の周期が

MHz 以上のオーダーである一方で、先に述べたバースト波の周波数は 10Hz 程度と非常に広範囲の時間スケールを持つ現象であり、どの時間スケールの擾乱が剥離制御に重要であるのか解明されていない。

そこで、本研究では実験的手法に比べ、時空間の解像度が高いことが期待される LES を用いて、バースト波を用いたプラズマアクチュエータの翼剥離制御の現象理解および、メカニズムを明らかにする事を目的とする。

まず制御を行っていない翼流れに対して実験と比較を行い、その解析手法の検証を行った。その後、モデル化したプラズマアクチュエータを用いて剥離制御を行った流れ場についてバーストを用いた場合と用いなかった場合について議論する。

2. 解析モデル

(1) 支配方程式

支配方程式として 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式にプラズマアクチュエータによる効果をソース項として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、一樣流条件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。

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

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

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

ここで、上式は和の規約を用いており、同一項内で繰り返される添字には 3 までの和を取る。 $u_i, q_i, \rho, p, e, \tau_{ij}, \delta_{ij}$ 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。プラズマアクチュエータによる項については次節で詳しく述べる。

式中に現れている 3 つの基本的な無次元パラメータ Re, M_∞, Pr はレイノルズ数、一樣流マッハ数、プラントル数であり、以下のように定義される。

$$Re = \frac{\rho_\infty u_\infty c}{\mu_\infty}, \quad M_\infty = \frac{u_\infty}{a_\infty}, \quad Pr = \frac{\mu_\infty c_p}{k_\infty} \quad (4)$$

ここで μ, c, a, C_p そして k は、それぞれ粘性係数、翼弦長、音速、定圧比熱であり、添字“ ∞ ”は、一樣流状態を表している。実際の計算では、これらを一般座標へと変換したものを用いた。

(2) プラズマアクチュエータのモデル化

前節において、プラズマアクチュエータの効果が、運動量保存則に流体に与えられる力として $D_c q_c E_i$ 、エネルギー保存則に流体に与えられるエネルギーとして $D_c q_c u_k E_k$ という形で支配方程式に含まれることを述べた。 q_c 及び E_k は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それぞれ表している。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、 ϕ 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樣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。本研究においても入力電圧の大きさを表すのにこの D_c を用いることにする。具体的に D_c の値を決めるには $q_{c,ref}$ と ϕ_{ref} の値を決める必要があるが、 ϕ_{ref} は入力電圧の最大値等で簡単に決める事ができるのに対して $q_{c,ref}$ 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、本研究では一樣流に対して誘起流速がどれほど生じるかという事からこの D_c の値を現実的な値として見積もることとする。

次に実際に計算を行うには 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⁽⁷⁾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⁽⁶⁾。 Fig. 3 に Suzen らによるモデルの体積力分布を示す。面塗りは力の絶対値を、黄色い矢印は力の方向を示している。また、白い部分は露出電極及び、被服電極である。このモデルは図の赤い矢印で示すように物体表面に向かう力と物体面に沿う二つの大きな力が働くのが特徴である。

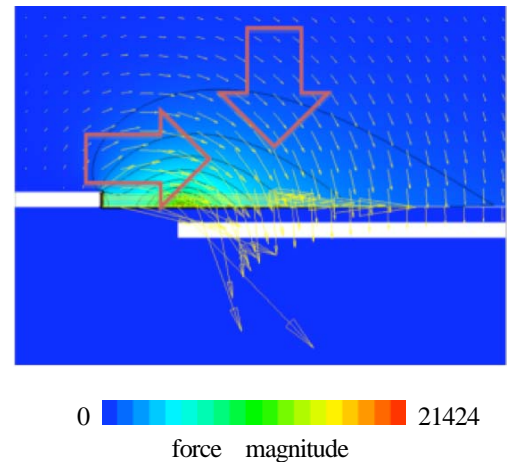


Fig. 3. Force image of Suzen model ($D_c=8$).

また、本研究で使用するモデルの具体的な体積力分布を Fig. 4 に示す。翼面に沿った方向に 1.5×10^2 、翼面から垂直な方向に 1×10^3 の領域をとっている。また、物体のちょうど中心に物体面があり、その上下に白で示されている露出電極と被服電極が存在する。体積力は物体表面から 5×10^3 の領域にのみ働いている。この領域を赤い矢印で示した点を中心に翼面の接線方向に物体面が重なる様に回転させ翼面上に配置する。また、配置する位置であるが、翼前縁から 5% の位置に配置するが、これは参考とする実験と同じ位置である。

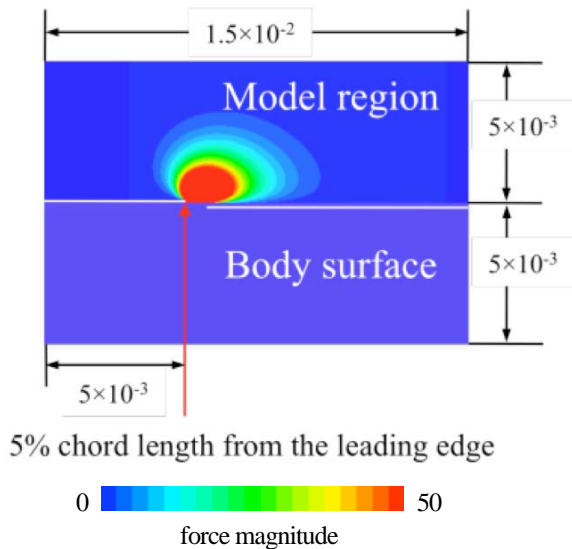


Fig. 4. Force distribution of Suzen model ($D_c=8$).

(3) 参考とする実験

本研究の計算条件として、以前本研究室で行った実験⁽⁸⁾を参考とした。この実験の実施条件は、プラズマアクチュエータの制御対象の流れ場としてNACA0015翼周りの前縁剥離流れを用い、一様流流速は $U_\infty=10$ m/sec、コード長と一様流速を基準としたレイノルズ数は $Re=63,000$ である。

(4) 数値計算手法

3次元圧縮性Navier-Stokes方程式を支配方程式としLESを用いて解析した。支配方程式は主流の音速と翼弦長 c で無次元化した。誘起速度領域が小さいプラズマアクチュエータの変動や、乱流境界層領域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⁽¹⁰⁾を用いた。今回の解析では、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。数値振動を抑えるために10次精度3重対角フィルター⁽¹¹⁾を使用した。フィルター係数は $\alpha_f=0.47$ としている。時間積分法には2次精度3点後退差分に内部反復を3回⁽¹²⁾入れたADI-SGS陰解法⁽¹³⁾を用いている。無次元時間刻み幅は、寺本の乱流境界層の研究⁽¹⁴⁾を参考に、最大クーラン数が1.6程度になる0.002とした。なお乱流のサブグリッドスケールの効果は前述したフィルターが担うと考え、陽的なモデルを用いないImplicit LES⁽¹⁵⁾を用いた。外部境界は静圧を一様流圧力に固定し、壁面は滑り無し条件を用いた。また解析対象が2次元形状なので側面の両端は周期境界条件(5点重ね合わせ)を課している。

(5) 計算格子

計算格子をFig. 5, Fig. 6に示す。流体計算にはFig. 5に示すようなC型格子を用い、外部境界は翼型前縁を中心に翼弦長 c に対して $20c$ とし、スパン長は $0.2c$ とした。計算は、翼周りの流れを解くための格子Zone1(青)とアクチュエータからの擾乱を解くための解像度の高い格子であるZone2(赤)の2つのゾーンからなる重合格子法を用いている。各格子間の物理量のやり取りには解強制置換法⁽¹⁶⁾を用いた。Zone2には前節で述べたプラズマアクチュエータをモデル化した体積力をモデル用格子(緑)から前処理として内挿している。その際、プラズマアクチュエータの体積力は2次元格子によって解かれているので、スパン方向には同一の値

を内挿している。格子点数はZone1: $351 \times 101 \times 121$, Zone2: $301 \times 101 \times 201$ 及び、モデル用格子: 1201×801 ($\times 121$)である。LES計算はZone1, Zone2で行い、総格子点数は約1,000万点程度、最小格子幅はZone1, Zone2ともに、境界層の厚み方向に 1.2×10^{-4} である。一般座標として、翼面に沿った方向へ ξ 、スパン方向へ η 、翼面から垂直な方向へ ζ とすると、 $(\Delta \xi^+, \Delta \eta^+, \Delta \zeta^+_{\min}) = (15, 20, 1)$ である。内挿による空間精度の低下を防ぐため、各格子は接合部で格子を7点ずつ一致させている。また、座標軸は翼のコード長方向に x 、スパン方向に y 、垂直方向に z 軸とする。

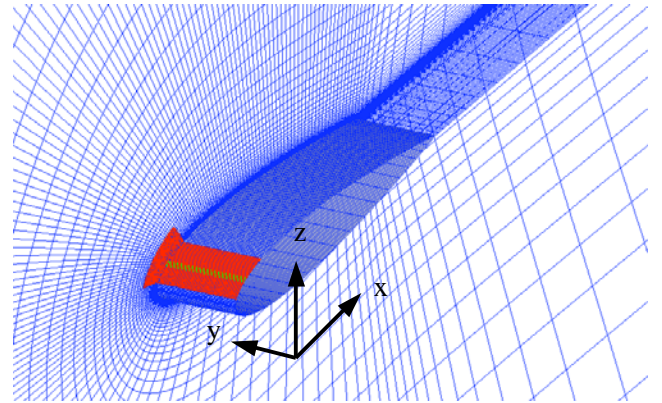


Fig. 5. Computational grids Whole image.

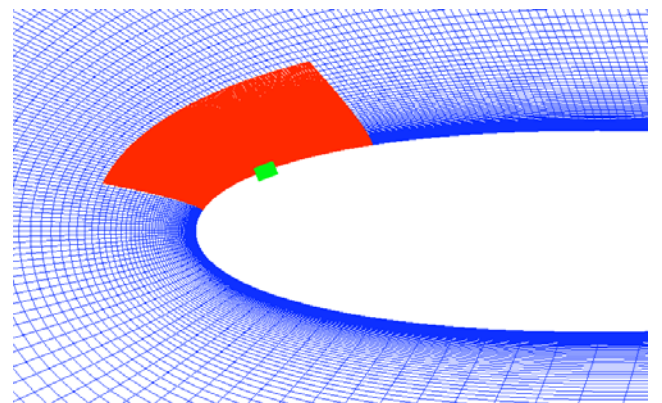


Fig. 6. Computational grids near the leading edge: Zone1 (blue), Zone2 (red) and model grid (green).

(6) 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、一様流レイノルズ数はコード長を代表長として $Re_c=6,3000$ とした。この値は参考実験⁽⁸⁾と同じである。また、迎角 α は実験との比較のための $\alpha=4^\circ$ および、プラズマアクチュエータにより前縁剥離を制御するための迎角である $\alpha=14^\circ$ の二つの迎角に関して計算を行った。

(7) 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前述の実験を参考にし、バースト波を用いた剥離制御効果が顕著に現れた2ケース(Burst mode)とバースト波を用いず通常の交流電圧を入力したケース(Normal mode)、またプラズマアクチュエータによる制御を行わなかったケース(No-control)について計算を行った。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。また f^+ を次の様に無次元化する。

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

次にこれらのパラメータを用いてプラズマアクチュエータを作動させた時の体積力の時間変動について定式化する。通常、プラズマアクチュエータを交流電圧により作動させた場合、交流一周期中に2回の放電が起こっていることが知られている。そこで、本研究では、体積力はその2回の放電の両方で起こっていると仮定し、さらに両者とも、流れ方向（露出電極から被服電極の方向）に同様の大きさの体積力が発生させていると仮定する。具体的には時間変動する体積力を $S(x,y,z,t)$ 、Suzen らのモデルを $S_{Suzen}(x,y,z)$ で表すと次の様に表される。

$$S(x,y,z,t) = S_{Suzen}(x,y,z) A \sin^2(2\pi f_{base} t) \quad (9)$$

この式において $A \sin^2(2\pi f_{base} t)$ の部分は上記の仮定によるものであり、 A は任意定数である。また、この力を時間平均した時の力を $S_{ave}(x,y,z)$ とし、この値に対して前述した D_c の値を定義すると考えると

$$\begin{aligned} S_{ave}(x,y,z) &= \int_0^{T_{base}} S(x,y,z,t) dt \\ &= D_c S_{Suzen}(x,y,z) \end{aligned} \quad (10)$$

で表される。ここで、 D_c と A の関係は次の様になる。

$$D_c = \int_0^{T_{base}} A \sin^2(2\pi f_{base} t) dt = \frac{1}{2} A \quad (11)$$

D_c の値は文献(6)を参考に現実な値として4とした。Table 1 に計算ケースと各種パラメータを記す。上記の体積力は D_c, f_{base}, BR, f^+ で表現可能であるが、計算では無次元化した F^+ を用いるため、参考実験の一樣流とコード長で無次元化した F^+ も示している。

Table 1. Plasma actuator parameters.

	D_c	f_{base} [Hz]	BR [%]	f^+ [Hz]	F^+
No-control	0	N/A	N/A	N/A	N/A
Normal mode	4	6,000	100	6,000	60
Burst mode	4	6,000	10	600	6

また、プラズマアクチュエータの利点として、すでに剥離している流れに対して、作動させた場合であっても、剥離を制御できることが知られている。そこで、あらかじめ剥離している流れを制御し、剥離が抑えられるまでの過渡状態を考察する事で、バースト波を用いた剥離制御で重要な現象を明らかにできる事が期待される。そこで、Normal mode と Burst mode の計算ケースに関しては初期解として、あらかじめアクチュエータを作用させたものと、No-control のケースの準定常状態からアクチュエータを作用させた場合の計算を行った。いずれの初期解の場合もアクチュエータの作動パラメータは Table 1 に示した条件と同じである。

3. 計算結果及び考察

(1) 解析手法の検証

解析手法の検証を行うために、剥離制御を行っていない場合の実験⁽⁸⁾と計算の圧力係数分布をFig. 7に示す。圧力係数は、 $\alpha=4^\circ$ において上面と下面ともに良い一致を示している。また、 $\alpha=14^\circ$ では上面の翼前縁付近で値の違いが目立つが、実験、計算ともに圧力分布がフラットな分布をとり、翼前縁から剥離している流れ場となっている。今回の解析ではプラズマアクチュエータによる剥離制御において、バースト波を用いた場合と用いなかった場合での定性的な違いを比較する事が目的であるため、現在の解析手法は十分であると言える。

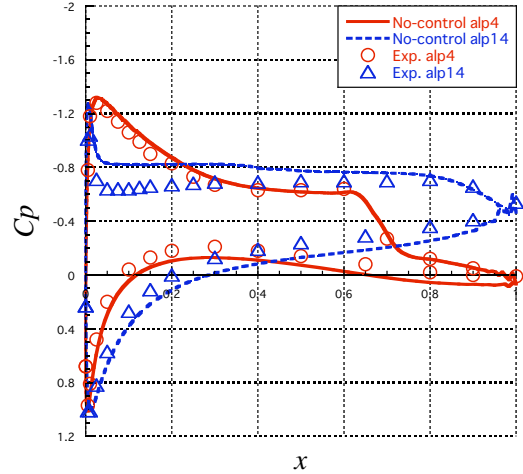
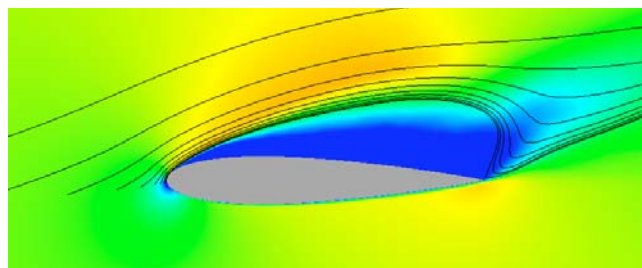


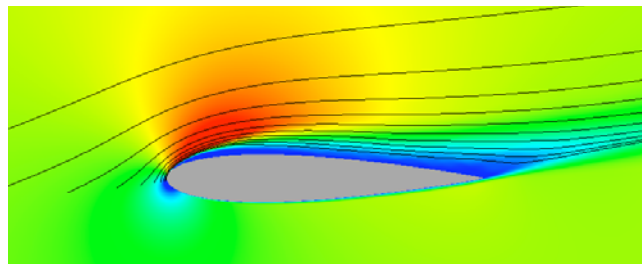
Fig. 7. C_p distributions of the computations and experiments at $\alpha = 4, 14$ deg.

(2) 平均流れ場の比較

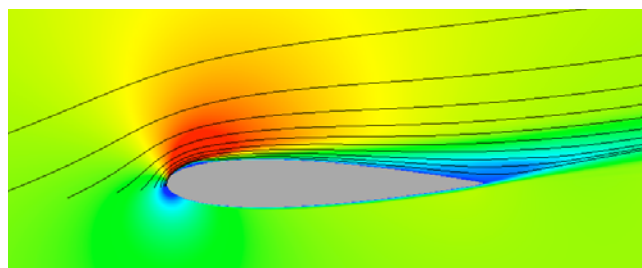
本節では時間平均流れ場について議論するが、流れ場はスパン方向にも平均している。アクチュエータを作用させているケースに関しては初期解からプラズマアクチュエータを作用させ計算を行った。Fig. 8 に各計算ケースのコード方向 (x 方向) 速度と流線を示す。この図から明らかな様に No-control のケースは翼前縁から大きく剥離しているのに対して、他のアクチュエータを作用させた2ケースは前縁からの大規模な剥離は抑えられ、翼前縁で剥離泡を生じているのと、翼後縁付近でわずかに剥離しているだけである。また、アクチュエータを作用させたケースの間であっても Burst mode のケースの方が、翼前縁での剥離領域は小さいことが分かる。これらの違いは Fig. 9 に示す圧力係数 (C_p) 分布を見るとより顕著である。翼上面に関して、No-control のケースは翼前縁から後縁まで比較的フラットな分布をとり、翼後縁での値が他の2ケースに比べ0 から大きく外れている。このような分布は翼前縁から大規模な剥離を生じている流れ場に特徴的な分布である。一方で、アクチュエータを作用させたケースは翼前縁付近で負圧のピークをつくり、後縁に向かって比較的なだらかに0 へ向かっていく分布をとる。このことから、前縁からの大規模な剥離はプラズマアクチュエータの作用により抑えられていることが分かる。また、Normal mode のケースでは $x=0.05$ から 0.08 付近において、フラットな圧力係数分布をとっており、剥離泡を生じている。それに対して、Burst mode のケースの圧力係数の前縁に近い負圧のピークは Normal mode よりも明らかに負に大きな値を取っており、さらに Normal mode のようなフラットな圧力係数分布の代わりに小さなピークを持つ。これはバースト波の作用で付着した境界層がプラズマアクチュエータにより加速されるためであると考えられる。



(a) No-control



(b) Normal mode



(c) Burst mode

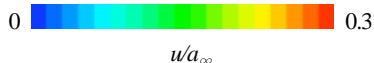


Fig. 8. Time averaged chord direction velocity distributions and stream lines at $\alpha=14$ deg.

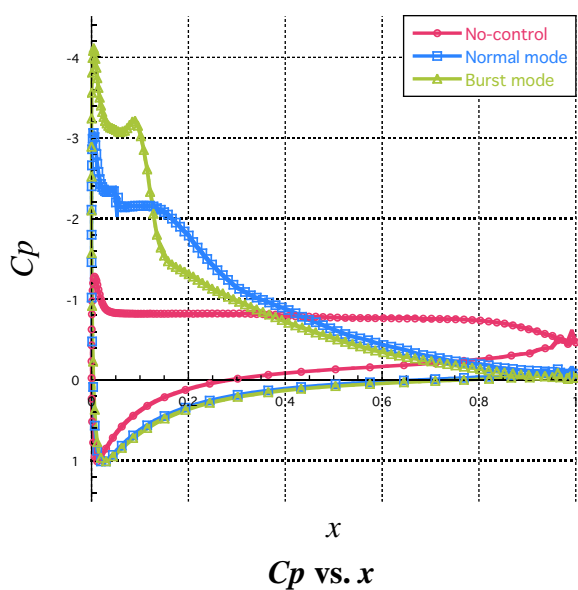
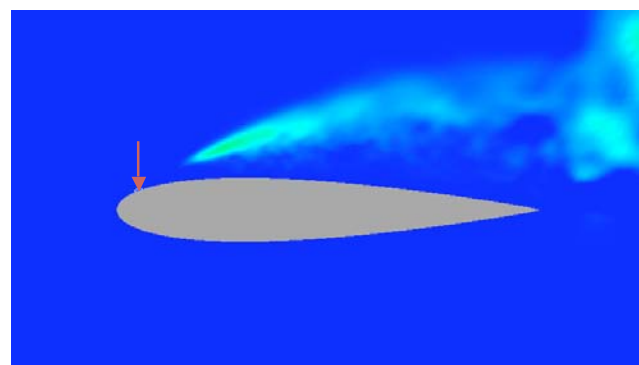


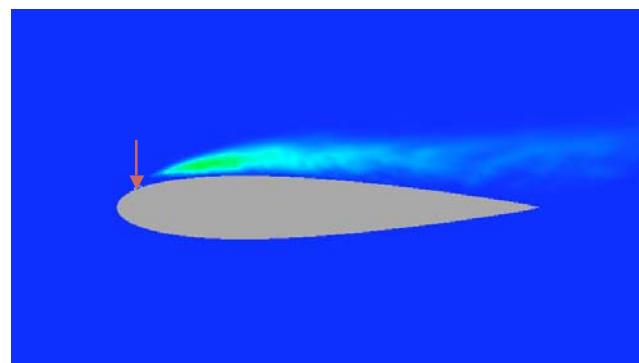
Fig. 9. C_p distributions of the No-control case, Normal mode case and Burst mode case at $\alpha=14$ deg.

レイノルズ応力に相当する $u'w'$ の分布を Fig. 10 に示す. 各図の赤い矢印はプラズマアクチュエータを作用させている位置を表している. No-control のケースは Fig. 8 の(a) で示した大規模な剥離領域内に広く $u'w'$ が大きな値をとっている事がわかる. Normal mode のケースでは $u'w'$ が大きな値を持つ領域がアクチュエータ直後から分布する様になり, 翼後縁にかけて広く分布している. 他の 2 ケースが比較的広い領域で $u'w'$ が大きな値を持つ領域が分布していたのに対し, Burst mode のケースではアクチュエータの後方に集中的に $u'w'$ が大きな値を持つのが分かる. これはバースト波の作用によるものであると考えられ, この現象の原因を解明する事でバースト波による剥離制御効果に重要な現象が何であるかを明らかにできると考えられる.

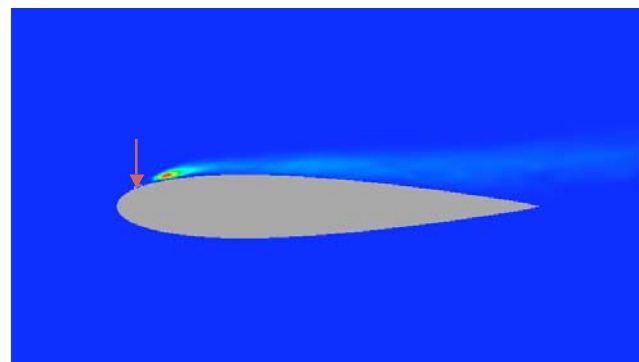
そこで, 次節で各ケースの瞬間場について考察を行う事で, $u'w'$ の値を大きくする原因について議論する.



(a) No-control



(b) Normal mode



(d) Burst mode

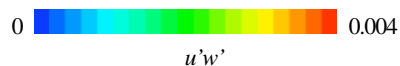
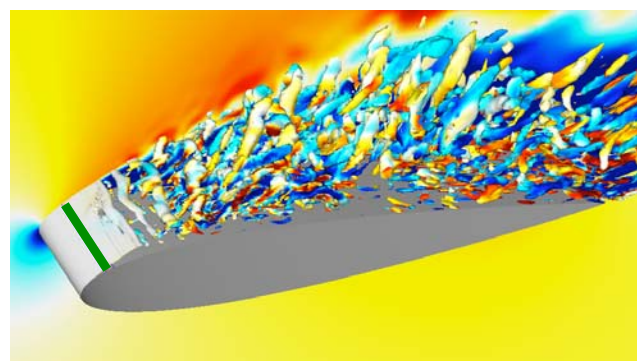


Fig. 10. Reynolds stress distributions of No-control case, Normal mode case and Burst mode case at $\alpha=14$ deg.

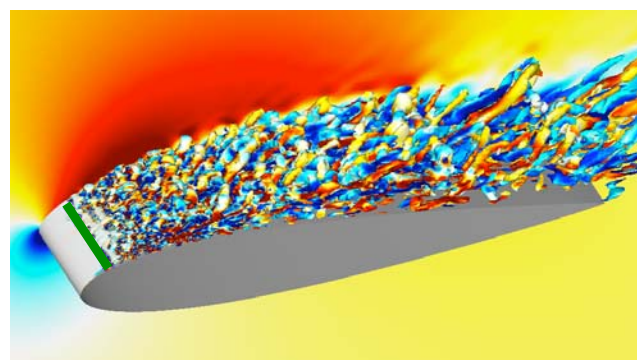
4. 瞬間流れ場の比較

本節では瞬間の流れ場について議論する。まず、Fig. 11 に初期解からプラズマアクチュエータにより制御を行った場合の各計算ケースの瞬間流れ場を示す。背景の面塗りはコード長方向 (x 軸方向) の速度を表し、等値面は速度勾配テンソルの第二不変量にコード長方向の渦度で着色している。また、翼前縁付近に緑で色づけされている部分はプラズマアクチュエータのモデル領域である。No-control のケースでは翼前縁から剥離した流れが剪断層を形成し、Kelvin-Helmholtz 不安定により、スパン方向に軸を持つ渦を生じ、下流で崩壊し複雑な3次元的な渦構造をとるのが見て取れる。Normal mode のケースではNo-control のケースに比べ、全体的に細かい渦構造をもち、それらの渦はアクチュエータの直後より発生している様に見える。また、渦の分布している領域は境界層が付着しているために翼表面近傍に限られている。さらにBurst mode のケースになると、渦構造はアクチュエータ直後より細かくなり、翼面上に分布する渦の数も少なくなっている様子がわかる。しかしながらNormal mode とBurst mode の決定的な違いをこれらの図から得るのは難しい。そこで、次に予め前縁から大規模な剥離を生じている流れ場に対して剥離制御を行った場合の瞬間流れ場について議論する。

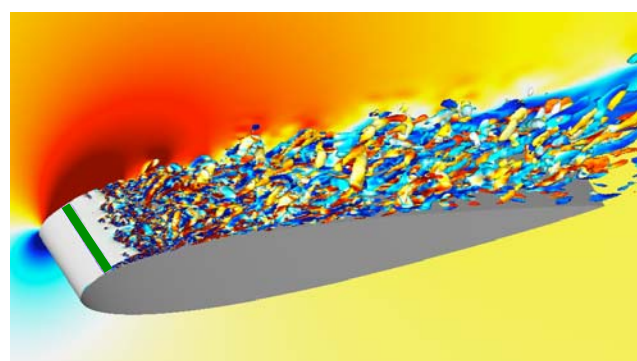
前縁から大規模な剥離を生じている流れ場に対して剥離制御を行った場合の瞬間流れ場の内、特徴的な流れ場をFig. 12, Fig. 13 に示す。上から下へ向かって時間が経過するように並べてあり、流れ場は同時刻のものである。背景の面塗りはコード長方向 (x 軸方向) の速度を表し、等値面は速度勾配テンソルの第二不変量にコード長方向の渦度で着色している。また、翼前縁付近でスパン方向に引かれた青のラインはモデル領域の境界を表しており、赤のラインは翼前縁から5%の位置を表している。Fig. 12, Fig. 13 ともに一枚目はプラズマアクチュエータを作動させた直後で、同じ画像である。また、図中の矢印はスパン方向に軸を持つ渦(以降横渦と呼ぶ)の位置を表しており、赤、緑、青の順で剪断層から放出される。赤色の矢印にのみ放出された順番を記している。矢印が重なっている場合は渦が融合した事を示す。Fig. 13 のBurst mode のケースではバースト波の体積力が働いた直後に赤色で示される渦が放出され、バースト波の1周期中に渦が3つ放出されている。Fig. 12 のNormal mode の画像を上から追っていくと、(a)でプラズマアクチュエータの作動が始まり、それにより剪断層の角度が、浅くすると共に(b)で比較的大きな渦構造を持つ赤い矢印で示される渦が放出される。その後、緑、青の矢印で示される渦が放出される。(c)では新たに2つめの緑で表される渦が放出されると共に一つ目の緑と青で表される渦が融合している。この様に、時間が経過するごとに渦の放出が起こり、それらが下流へ移流していく過程で融合していく流れとなっている。さらに、1つ目の赤い矢印の渦と緑の渦の間にはスパン方向に垂直な軸を持つ多数の渦(以降縦渦と呼ぶ)が誘起されている。これらの縦渦は横渦が移流していく過程で、横渦を崩壊させる要因になっている。(e)では1つ目の赤い矢印で表される渦は下流で崩壊し、複雑な3次元的な渦構造へと、変化している。(f)以降は緑の矢印で表される小さな渦が1つ放出されるが、翼の前縁から10%付近までは剪断層が安定化し、剥離泡を生じる様な流れとなった。次にFig. 13 のBurst mode のケースについて議論する。(a)から(d)までの流れは比較的Normal mode の流れ場と似ている。大きく違いが現れてくるのは(e)以降であり、バースト波によってできた3番目の横渦(赤い矢印)がNormal mode の場合に比べて明かに大きな渦構造をもちているのが分かる。さらに(f)になると、緑、青、赤で表される横渦が1つづつ融合した大きな横渦が形成され、それらの中には縦渦が形成されている。(g)では3番目のバースト波により発生した渦のグループからも多くの縦渦が発生しており、2番目のバースト波の渦のグループから誘起された縦渦の影響でさらに細かい縦渦が誘起されている。また(h)でも、4番目のバースト波による渦がその前に作られた緑と青の横渦と融合しようとしているのが分かる。この様に、前縁剥離流れにバースト波を用いた場合、バースト1周期に1つ大きな横渦(バースト波による渦と剪断層から放出される2つの渦が融合したもの)が形成され、それらが移流して行く過程で強い縦渦を誘起し、これを何周期も繰り返すことで、1周期前の縦渦同士が干渉し、さらに細かい縦渦を誘起する流れ場となる。こうして作られた細かい縦渦が境界層内の運動エネルギーの混合を促進し、剥離が抑えられていると考えられる。



(a) No-control



(b) Normal mode



(c) Burst mode

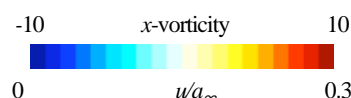
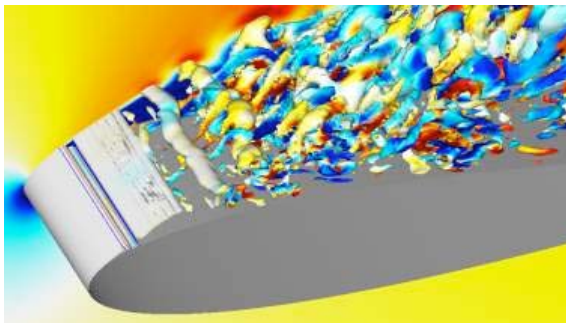
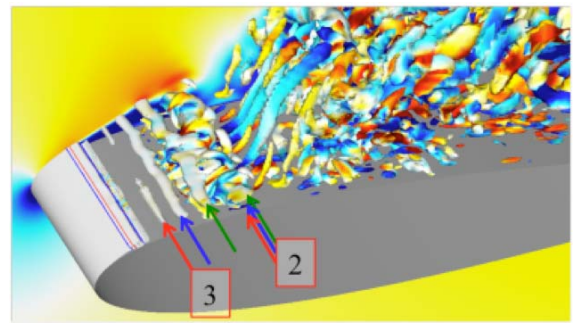


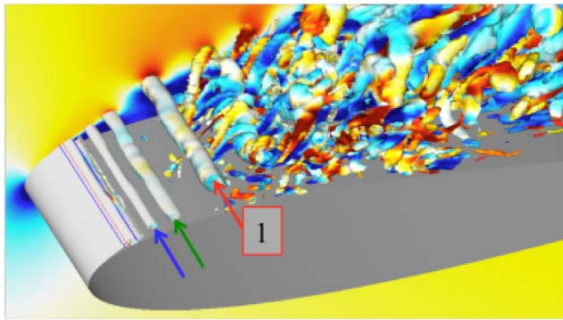
Fig. 11. Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors and Chord direction velocity distributions (Iso-surface is colored by x -vorticity)



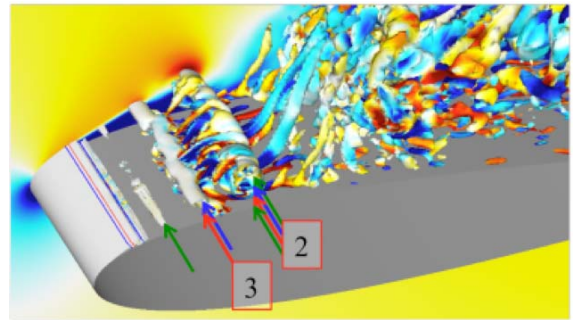
(a)



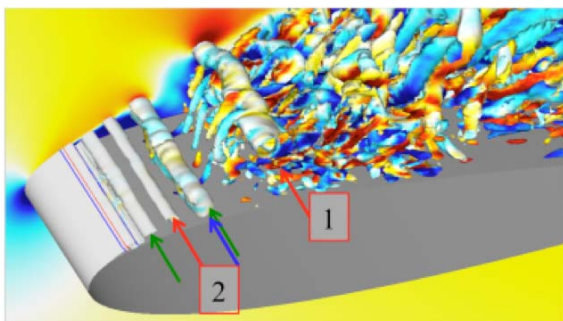
(e)



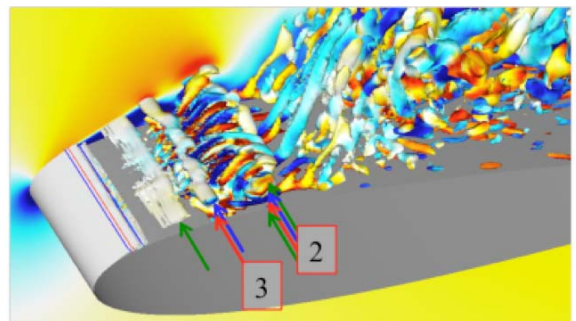
(b)



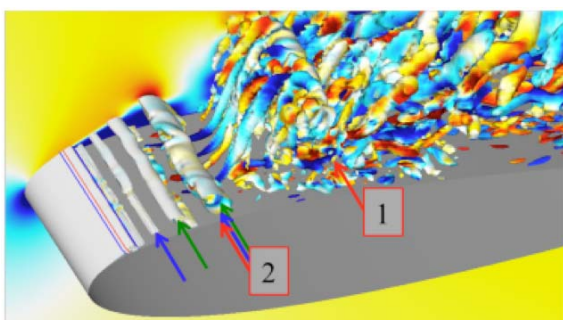
(f)



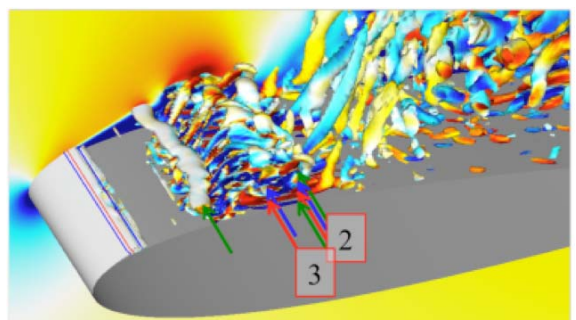
(c)



(g)



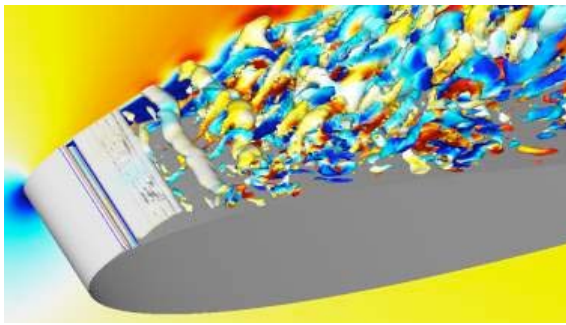
(d)



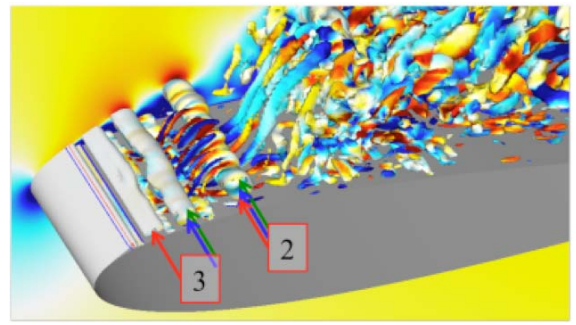
(h)



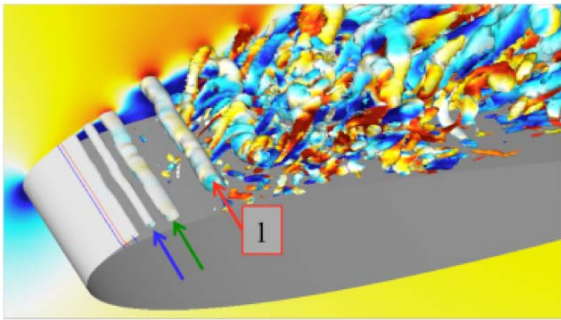
Fig. 12. Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors and Chord direction velocity distributions computed from the leading edge separation state at the normal mode (Iso-surface is colored by x -vorticity).



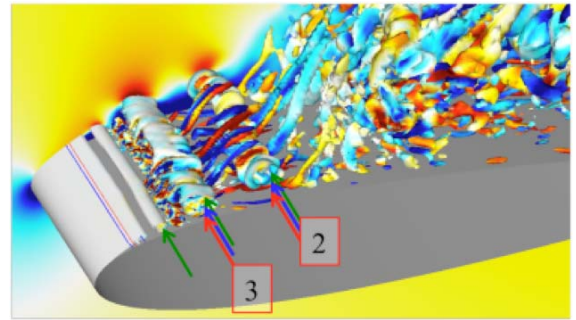
(a)



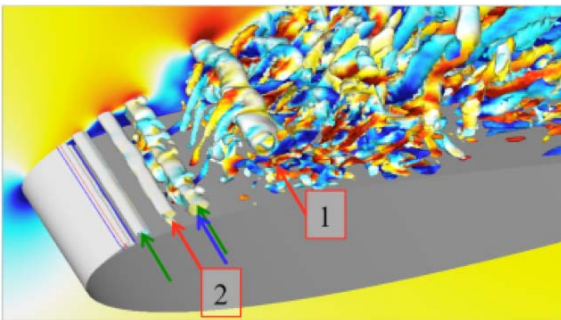
(e)



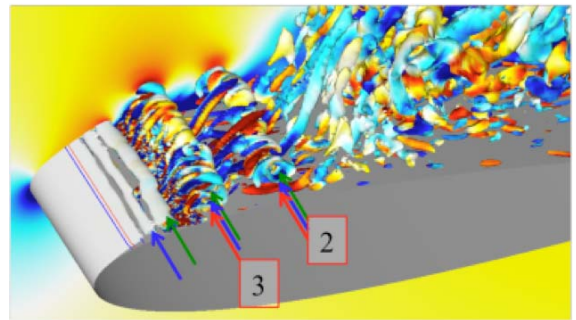
(b)



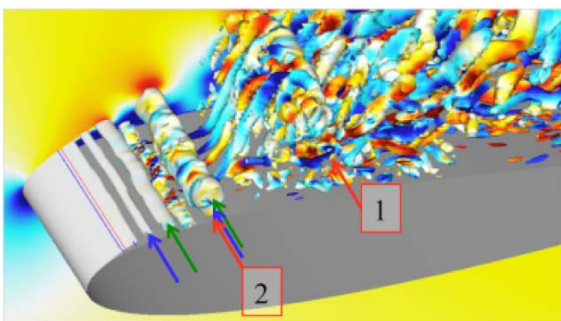
(f)



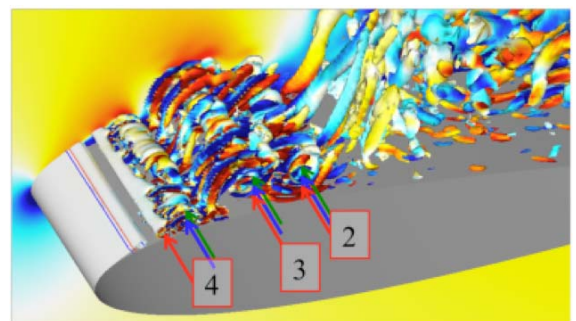
(c)



(g)



(d)



(h)



Fig. 13. Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors and Chord direction velocity distributions computed from the leading edge separation state at the burst mode (Iso-surface is colored by x -vorticity).

5. まとめ

NACA0015 翼流れに対して、高解像度コンパクトスキームを用いた Implicit LES を行い、解析手法の検証を行った。その後、前縁剥離を起こす迎角において、プラズマアクチュエータの入力電圧として、バースト波を用いた場合と、通常の交流電圧を加えた場合のアクチュエータを用い、前縁剥離を制御した計算を行い、バースト波の効果を比較した。バースト波を用いた場合と用いなかった場合のいずれの場合も、前縁剥離を抑制できたが、バースト波を用いた場合は前縁での剥離泡は小さく、バースト波を用いなかった場合に比べて前縁の負圧のピークも大きい値を取った。さらに、既に前縁から剥離している流れに対してバースト波を用いた場合と通常の交流を用いた場合で剥離制御を行い、流れが翼面に付着するまでの過程を比較した。バースト波を用いた場合、バースト 1 周期に 1 つ大きなスパン方向の渦が形成され、それらが移流して行く過程で強い縦渦を誘起し、周期を重ねるごとに縦渦は細くなる。こうして作られた細かな縦渦が境界層内外の運動エネルギーの混合を促進し、剥離が抑えられていると考えられる。一方、バースト波を用いなかった場合では、アクチュエータの作動直後はいくつかの大きなスパン方向の渦が生成されたが、ある程度の時間経過後は前縁付近に安定な剪断層が形成され、剥離泡を形成する流れ場となった。

本解析により、バースト波の翼剥離制御において、強い縦渦が剥離制御の重要な役割を担っている事が分かったが、これらを効果的に誘起するスパン方向の渦を生成する様なバースト波のパラメータがどのように決まっているのかは不明である。そこで、制御していない流れ場とバースト波を用いて制御した場合の流れ場に対して周波数解析等を行う事により、バースト波の周波数と剥離剪断層の変動の周波数との関係を比較する予定である。

謝辞

本研究の一部は科学研究費 (基盤研究 (A) No. 20246122) による支援を受けた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- (1) Post, M. L. and Corke, T. C., "Separation Control on High Angle of Attack Airfoil Using Plasma Actuators," AIAA Journal, Vol.42 No.11 pp.2177-2184, 2004.
- (2) Seifert, A. *et al.*, "Delay of Airfoil Stall by Periodic Excitation," Journal of Aircraft, Vol.33 No.4 pp.691-698, 1996.
- (3) McCormick, B. W., Jr., "Aerodynamics of V/STOL Flight," Academic Press., 1967.
- (4) Font, G. and Morgan, W., "Plasma Discharges in Atmospheric Pressure Oxygen for Boundary Layer Separation Control" AIAA Paper 2005-4632.
- (5) Roth, J. R. and Dai, X., "Optimization of the Aerodynamic Plasma Actuator as an Electrohydrodynamic (EHD) Electrical Device," AIAA Paper 2006-1203.
- (6) Tsubakino, D. and Fujii, K., "Effective Lay-out of plasma Actuators for a Flow Separation Control on a Wing," AIAA Paper 2007-474.
- (7) 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.
- (8) Asada, K., Ninomiya, Y., Oyama, A., Fujii, K., "Airfoil Flow Experiment on the Duty Cycle of DBD Plasma Actuator," AIAA Paper 2009-531.
- (9) Greenblatt, D. and Wygnanski, I. J., "The control of flow separation by periodic excitation," Progress in Aerospace Sciences Vol. 36, pp. 487-545, 2000.
- (10) Lele, S.K., "Compact Finite Difference Scheme with Spectral-Like Resolution," Journal of Computational Physics, Vol.103, pp. 16-22, 1992.
- (11) Gaitonde, D. V. and Visbal, R. M., "Pade Type Higher-Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations," AIAA Journal, Vol.38, No.11, pp.2103-2112, 2000.
- (12) Chakravarthy, S. R., "Relaxation Methods for Unfactored Implicit Upwind Schemes," AIAA Paper 84- 0165.
- (13) 藤井, "有限体積法の最前線—高速気流計算法の最近の動向", 日本計算工学会誌, 第 3 巻, 第 3 号, pp.158-166.
- (14) Teramoto, S., "Large-Eddy Simulation of Transitional Boundary Layer with Impinging Shock wave," AIAA Journal, Vol. 38, No. 11, pp. 2103-2112, 2000.
- (15) Visbal, R. M. and Rizzetta, P. D., "Large-eddy simulation on general geometries using compact differencing and filtering schemes," AIAA Paper 2002-288.
- (16) Sidorenko, A. A. *et al.*, "Pulsed Discharge Actuators for Rectangular Wings Separation Control," AIAA 2007-941.
- (17) Suzen, Y. B. and Huang, P. G., "Simulations of Flow Separation Control using Plasma Actuator," AIAA Paper 2006-877.
- (18) Fujii, K., "Unified Zonal Method Based on the Fortified Solution Algorithm," Journal of Computational Physics, Vol.118, pp.92-108, 1995.