

大迎角細長物体の横力制御における DBD プラズマアクチュエータ設置位置の検討

佐藤雅幸、西田浩之、松原暁良（東京農工大学）
野々村拓（JAXA）

Investigation of DBD Plasma Actuator Arrangement for Control on High-Angle-of-Attack Slender-Body Side Force

Masayuki Sato, Hiroyuki Nishida, Akira Matsubara (TUAT)
Taku Nonomura (JAXA)

ABSTRACT

We have numerically analyzed the asymmetric separation flow control over a high-angle-of-attack slender body aiming to improve the controllability of high-angle-of-attack flight. In this study, Dielectric Barrier Discharge (DBD) plasma actuator is used as flow control device. The Reynolds Averaged Navier Stokes/Large-Eddy Simulation hybrid method (RANS/LES) is adopted with the high-order compact spatial difference scheme for our research purpose. At the first of the characteristics of flow field were shown for various angles of attack; the asymmetry of the flow field becomes stronger with angle of attack. Next, the flow control using the plasma actuator was numerically analyzed. We considered two types of actuator setting; one is body-axial actuator which adds circumferential momentum into the flow field, and the other is circumferential actuator which adds body-axial momentum into the flow field. As a result, in the case of body-axial actuator, the side force can be continuously controlled against the actuator output power, and delay of the flow separation by the actuator generates the side force change. On the other hand, in the case of the circumferential actuator, the vortex filament separation from the body surface is delayed by plasma actuator, and large side force change can be obtained even with small actuator output power. Therefore, the side force control mechanism by the circumferential plasma actuator is the suppression of the vortex separation due to the enhancement of the axial flow by the plasma actuator.

1. 研究背景及び目的

航空機の胴体やロケットなどは円形に近い断面をもった細長物体である。この細長物体が大迎角飛行を行う際には、後流渦が機体表面から剥がれ非対称となる¹⁾。この非対称剥離渦により、機体には横力、ヨーイングモーメントが働き、姿勢安定性が著しく損なわれる。大迎角細長物体の流れ場は、物体先端頂角 θ_c と迎角 α によって、4つのタイプに大別される (Fig. 1)。それぞれの物体先端頂角と各迎角の関係は、 $\alpha_{SV} = 1.1 \sim 1.3\theta_c$ 、 $\alpha_{AV} = 2\theta_c$ 、 $\alpha_{UV} = 70 \sim 75 \text{ deg.}$ となる¹⁾。ここで、Fig. 1 (c) の流れ場が前述した機体に大きな横力、ヨーイングモーメントが働く流れ場である。また、横力が顕著となる迎角では、ラダー等の補助翼は機体後流に含まれるために、その制御効果は著しく低下する。そのため、流れの制御が有効な姿勢制御方法の一つとして期待されている。これまで、非対称剥離渦発生メカニズムを解明し、制御する研究が数多く行われてきた^{2, 3)}。特に、能動的に制御を行うことができれば姿勢制御において大きな効果が期待できるため、マイクロジェットや小型振動翼などのデバイスを大迎角細長物体へ適用する研究が行われてきたが^{4, 5)}、作動流体のタンクが必要、機械的構造が複雑であるため重量が大きい、デバイスの設置自由度が低いためにアクチュエータの出力に対する横力の線形的制御が実現していないなどの理由から実用化には至っていない。

近年、Fig. 2 に示すような DBD (Dielectric Barrier Discharge) プラズマアクチュエータと呼ばれる流体制御デバイスが注目を集めている^{6, 7)}。このデバイスは、可動部が一切なく能動的制御が行えること、構造が単純であるために設置自由度が高いこと、薄く設置による元の空力特性への影響が小さいこと、物体近傍に作用するために境界層制御に適していることなど、従来のデバイスにはない特徴を数多く備えている。そのため、DBD プラズマアクチュエータが従来の制御デバイスの欠点を払拭し、細長物体の流れ場制御に大きな効果をもたらせることが期待できる。これまで我々は、アクチュエータの出力に対する横力の比例制御を目標とし、細長物体後胴にアクチュエータを設置することによる制御効果について、数値シミュレーションと

実験的アプローチから研究を行ってきた。そして、物体後胴において左舷と右舷で別々にアクチュエータを駆動することで⁸⁾、アクチュエータの出力に対して、ある程度比例的に横力を制御できることがわかっている。しかしながら、実用レベルでの制御を行うためには、アクチュエータの出力が不十分であることも明らかになっている。今後アクチュエータの出力改善の研究とともに、駆動方法 (バースト駆動やナノパルス駆動など) および駆動位置の最適化などを行ってゆく必要がある。そこで、我々は、新たに機軸方向流れに対して順方向に誘起流を加えるアクチュエータの配置を検討している。これはアクチュエータのジェットにより非対称剥離渦を機軸方向下流に押し流すことによって、流れ場の制御を行うという考えに基づいている。

本研究では、3次元数値流体解析を用いて、物体周方向に体積力を加えるようにプラズマアクチュエータを配置した場合と機軸方向に体積力を加えるように配置した場合において、数値計算を行い、それぞれの横力制御効果とその制御メカニズムへの理解を深めることを目的とする。

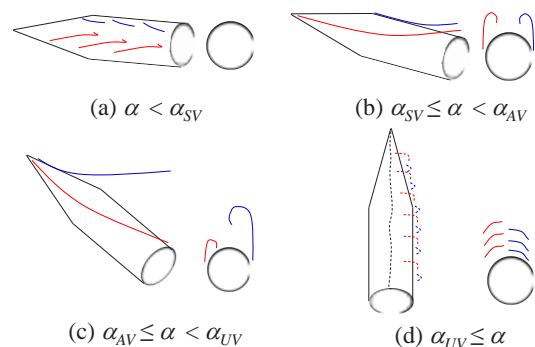


Fig. 1 Classifications of the flow around the slender body.¹⁾

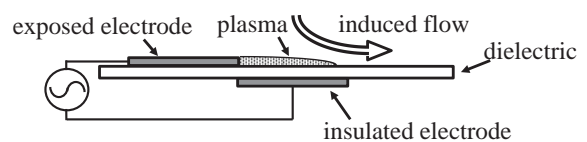


Fig. 2 DBD Plasma actuator.

2. 解析モデル

2.1. 支配方程式

支配方程式としては、一様流速及び機体底面直径 D で無次元化した 3 次元圧縮性 Navier Stokes 方程式を用いる。質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則からなり、以下のように表される。

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

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

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial ((e+p)u_k)}{\partial x_k} = \frac{1}{Re} \frac{\partial u_i \tau_{ik}}{\partial x_k} + \frac{1}{(\gamma-1)PrReM_\infty^2} \frac{\partial q_k}{\partial x_k} + S_E \quad (3)$$

また、基本的な無次元量であるレイノルズ数 Re 、プラントル数 Pr 、一様流マッハ数 M_∞ は以下のように表される。

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

式 (2)、(3) における右辺最終項はそれぞれアクチュエータが単位体積あたりに流体に与える体積力とエネルギーを表している。

2.2. プラズマアクチュエータのモデル化

式 (2)、(3) におけるアクチュエータの制御効果を表すソース項は以下の式で与えられる。

$$S = D_c q_c E_i, \quad S_E = D_c q_c \mu_i E_{ki}. \quad (5)$$

θ_c 及び E_i の空間分布には、Suzen ら⁹⁾ のモデルを用いている。ここで、 D_c は電磁気力に関する無次元量で次のように表される。

$$D_c = \frac{q_{c,ref} u_{ref} L}{\rho_\infty u_\infty^2} = \frac{q_{c,ref} \phi_{ref}}{\rho_\infty u_\infty^2}. \quad (6)$$

Suzen モデルから得られた体積力分布は 2 次元の分布であるため、アクチュエータが設置されている方向に対して一様に分布させることで 3 次元の体積力分布とする。また、プラズマアクチュエータの体積力の時間変動は考慮せず、常に一定の体積力が発生するものとして計算を行う。本研究においては、無次元化された単位長さあたりのアクチュエータが流れ場に与える制御力を以下の式で定義する c_ϕ により表す。

$$c_\phi = \frac{S_{ac}/L_{ac}}{\rho_\infty u_\infty^2 S_{cylinder}}. \quad (7)$$

2.3. プラズマアクチュエータの駆動条件および配置

本研究でのアクチュエータの配置を Fig. 3, 4 に示す。アクチュエータの配置は体積力が加わる方向が横断流に対して順方向となる配置 (Fig. 3) と軸流に対して順方向となる配置 (Fig. 4) の 2 ケースとした。以降では、横断流に対して順方向に駆動するケースを周方向駆動、軸流に対して順方向に駆動するケースを機軸方向駆動と称す。

周方向駆動は、細長物体後胴にアクチュエータを配置し、その周方向位置は風上方向よどみ点を基準として、 $\theta_{ac} = \pm 80 \text{deg}$. とした。アクチュエータの全長は後胴部の約 77% をカバーする長さとした。また、右舷、左舷それぞれ独立してアクチュエータを駆動させることで、物体周りの流れ場を左右非対称に変化させ、横力を制御することを試みる。

機軸方向駆動は、軸方向位置 $x/D=1.5, 4.0$ の位置にアクチュエータを配置した。アクチュエータの全長は、断面部の全周を覆う長さとした。また、前胴 ($x/D=1.5$)、後胴 ($x/D=4.0$) のどちらか一方のアクチュエータを駆動させ、機軸方向の流れを強めることで、流れ場の制御を試みる。

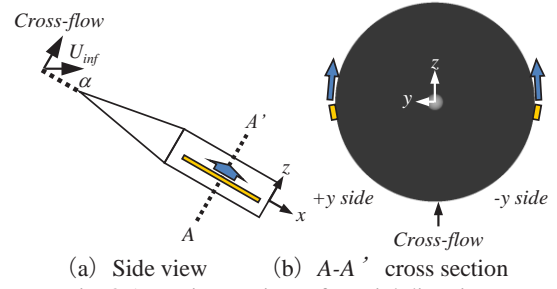


Fig. 3 Actuation to circumferential direction.

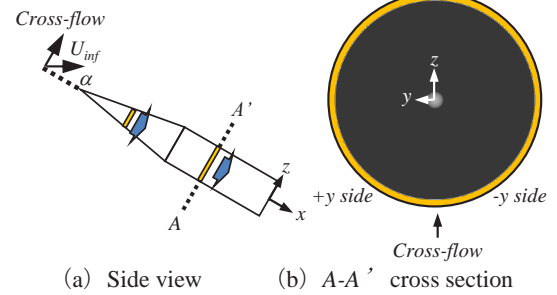


Fig. 4 Actuation to axial direction.

2.4. 計算手法

本解析では壁面近傍では RANS で計算を行い、その外側では LES で計算を行う Reynolds averaged Navier Stokes (RANS) / large-eddy simulation (LES) hybrid 手法を用いた。これは壁面近傍で流れ方向に比較的粗い格子を用いると壁に近づくにつれて乱流の積分長さとは格子幅が長くなり、乱れのスペクトルの大部分がサブグリッドスケールに入ってしまう精度が落ちるため、そのような領域では従来の RANS を用いるのがふさわしいという考えに基づいている。RANS の乱流モデルには、付着流れにおいて信頼性が高く、安定性に優れている Baldwin-Lomax モデルを用いた。LES のサブグリッドスケールモデルとしては、乱流のフィルターが担うと考え、陽的なモデルを用いない Implicit LES¹⁰⁾ を用いた。また、LES と RANS の切り替えは乱流境界層の外側になるように設定した。

対流項及び粘性項の離散化には 6 次精度の Compact 差分法を用いた。また、数値振動を抑えるために 6 次精度 3 重対角フィルターを使用した^{11, 12)}。時間差分法には 2 次精度 3 点後退差分を Alternating Direction Implicit Gauss-Seidel (ADI-SGS) 陰解法¹³⁾ により、内部反復を 3 回行った。

3. 計算条件および計算格子

3.1. 計算条件

機体底面直径基準のレイノルズ数を $Re=3.0 \times 10^4$ 、一様流マッハ数を $M_\infty=0.3$ 、プラントル数を $Pr=0.72$ とした。

3.2. 細長物体形状

計算対象とした細長物体形状は、Cone 形状と Cylinder 形状を組み合わせた Cone-Cylinder 形状である。寸法と形状を Table 1, Fig. 5 に示す。ここで、計算格子は機体底面直径 D で無次元化した長さを用いて作成した。

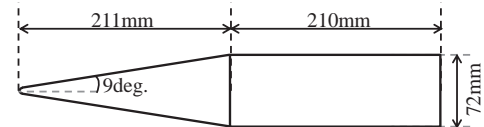


Fig. 5 Computational model.

3.3. 計算格子

計算格子は、機体底面の中心を原点として、 j (ξ) 方向を機体先端から底面に向かう方向、 k (ζ) 方向を機体円周方向、 l (η) 方向を機体面から離れていく方向として、O-

O トポロジーの構造格子とした。作成した計算格子を Fig. 6 に示す。格子点数は 219 点 (j 方向), 186 点 (k 方向), 101 点 (l 方向) の計 411 万点とした。一般に, 掃流境界層における壁面近傍の最小格子幅は λ 程度とる必要がある。本研究では $Re=3.0 \times 10^4$ であるため, 機体底面直径によって無次元化した長さで 1.5×10^4 とした。また, 計算格子は全体の流れ場を解くための格子 zone 1 とアクチュエータからの擾乱を解くための格子 zone 2, zone 3 からなり, 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 2 次内挿を用いている。周方向駆動と機軸方向駆動それぞれの計算格子を Fig. 7, 8 に示す。

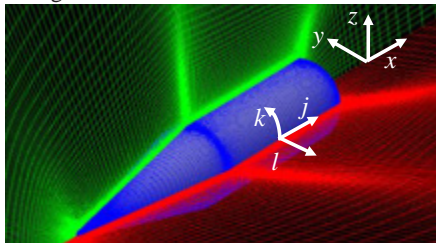


Fig. 6 Computational grid.

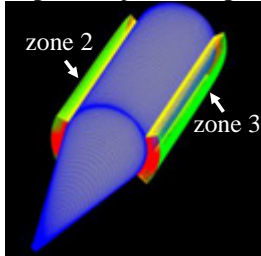


Fig. 7 Circumferential actuation computational grid.

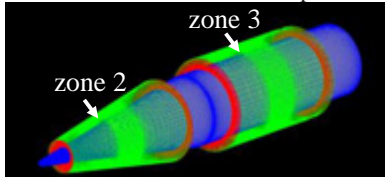


Fig. 8 Axial actuation computational grid.

3.4. 幾何学的な擾乱 (bump)

過去の研究^{14, 15)}において, 非対称剥離渦を数値シミュレーションで再現するためには, 機体先端付近に幾何学的な擾乱源 (bump) を取り付ける必要があることが知られている。この bump は, 実験や実飛行環境における機体の工作精度, 主流乱れなどのような非対称剥離渦の発達の原因となる擾乱を代表するものとして機体先端に設置している。稲葉ら¹⁶⁾の研究により, 先端に bump を設置することで, 実験で観測されているような非対称剥離渦を数値シミュレーションでよく再現できることが示されている。そこで, 本研究においても, Fig. 9 に示す bump を機体先端に設置している。

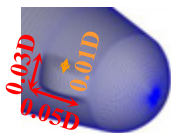


Fig. 9 Bump at the body apex.

4. 大迎角剥離流れ場の特性

本章では, アクチュエータを駆動していない状態における大迎角細長物体の流れ場の特性について示す。迎角と横力の関係を Fig. 10 に, 各迎角での表面圧力分布及び x 軸方向渦度分布を Fig. 11 に, 局所横力係数の軸方向分布を Fig. 12 に示す。

Fig. 11 より, 迎角が大きくなるにつれて, 渦の非対称性が強くなっていることがわかる。また, 迎角 40 deg. 以上においては, 渦糸が機体に沿って軸方向下流に流されてゆく過程で機体表面から剥がれ, 剥がれた側の機体側面から新たな渦糸が生成されていることが見て取れる。この新たな 3 本目の渦糸が発生する位置は迎角が大きくなるにつれて機体先端に近づく。3 本目の渦糸が発生した位置より後方では局所横力の方向が切り替わる (Fig. 12 参照)。以上のような複雑な流れ場の特性により, Fig. 10 に示されている通り迎角と横力の関係は非線形となる。

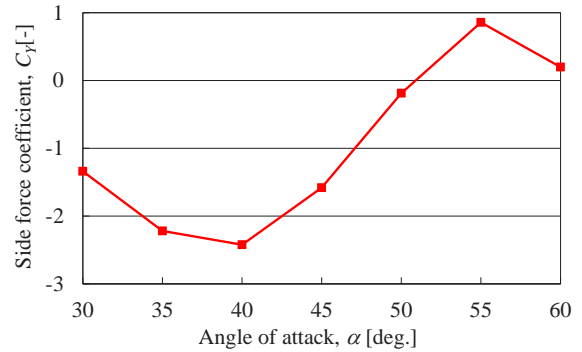


Fig. 10 Side force coefficient v.s. angle of attack.

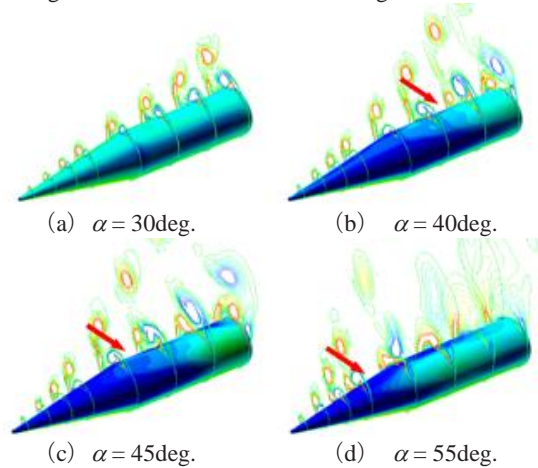


Fig. 11 Surface pressure distribution and x-directional vorticity in time averaged flow field at various angles of attack.

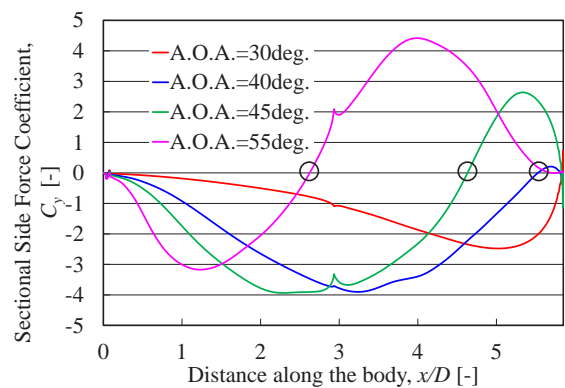


Fig. 12 Sectional side force coefficient distributions.

5. アクチュエータによる流れ場及び空力特性の変化

5.1. 周方向駆動による制御

アクチュエータの出力 c_θ に対する横力変化量を Fig. 13 に示す。ここで, 横軸正は左舷側のアクチュエータ駆動を, 負は右舷側のアクチュエータ駆動を意味している。

Fig. 13 より, 右舷側のアクチュエータを駆動すると横力は $+y$ 方向に変化し, 左舷側のアクチュエータを駆動すると横力は $-y$ 方向に変化することがわかる。また, 横力をアク

チュエータの出力に対してある程度線形的に制御できていることがわかる。

次に、アクチュエータの制御効果の流れ場の変化から議論する。迎角 45deg., $x/D=4.5, 5.5$ における x 軸方向渦度分布を Fig. 14, 15 に示す。軸方向渦度分布はアクチュエータを駆動していない時の渦度分布を黒で、アクチュエータを駆動しているときの渦度分布を赤で描き、重ねて示している。このときのアクチュエータの出力は $c_\phi=0.039$ である。

Fig. 14, 15 より、アクチュエータを駆動することによって、剥離が遅れ、駆動した側の渦が機体表面に近づく方向に動いていることがわかる。したがって、アクチュエータを駆動することによる、剥離の抑制が周方向駆動の制御メカニズムであると考えられる。

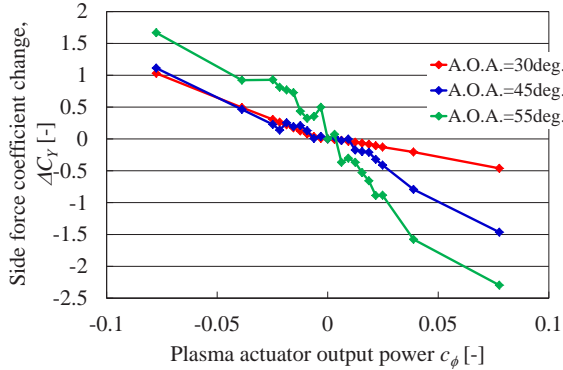


Fig. 13 Change in side force coefficient v.s. plasma actuator output power.

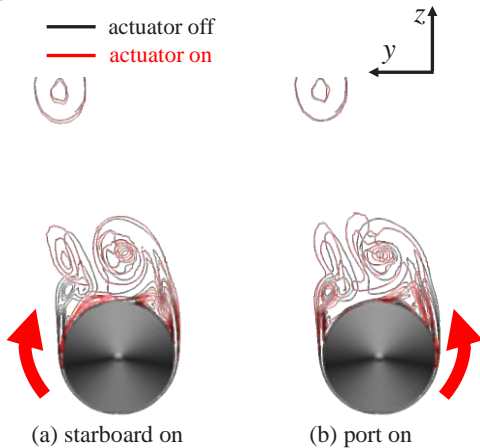


Fig. 14 x -directional vorticity variation by the plasma actuator in time averaged flow field ($c_\phi = 0.039, \alpha = 45\text{deg.}, x/D=4.5$).

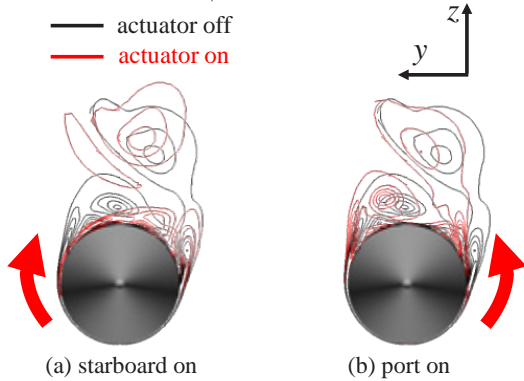


Fig. 15 x -directional vorticity variation by the plasma actuator in time averaged flow field ($c_\phi = 0.039, \alpha = 45\text{deg.}, x/D=5.5$).

5.2. 機軸方向駆動による制御

後胴位置 ($x/D=4.0$) にアクチュエータを設置した条件の計算結果を示す。アクチュエータの出力 c_ϕ に対する横力変化量を Fig. 16 に示す。

Fig. 16 より、軸方向駆動では、アクチュエータの出力に対して、線形的に横力を変化させることはできないが、迎角 55deg.の結果のように、小さなアクチュエータ出力で大きな制御効果が得られることがわかる。また、制御効果は迎角によって大きく異なる。迎角 30deg.で、横力の変化が見られていない要因としては、迎角が低いために軸方向の流れが強いことが考えられる。次に、迎角 45deg.と 55deg.で横力の変化の方向が異なる要因について、流れ場と局所横力係数の軸方向分布から考察する。

x 軸方向渦度で色付けした速度勾配テンソルの第 2 不変量の等値面を Fig. 17, 18 に、局所横力係数の軸方向分布を Fig. 19, 20 に示す。

Fig. 17, 18 より、迎角 45deg.では明確な流れ場の変化は見られない。一方、迎角 55deg.では、左舷側の渦糸が機体表面に近づいていることがわかる。また、Fig. 19, 20 より、アクチュエータを駆動することによって、迎角 45, 55deg.ともに局所横力の方向が切り替わる位置が機体後方へ移動していることがわかる。つまり渦糸が機体から剥がれる位置が機体後方に移動していることを示している。迎角 45deg.と 55deg.で制御メカニズムは同じであるが、元の流れ場の相違により、Fig. 16 に示した制御効果の違いが得られたと考えられる。以上のことから、アクチュエータのジェットによって軸方向の流れが強められ、渦糸が機軸方向下流に押し流されることによって、渦糸の発達が遅れることが制御メカニズムである。

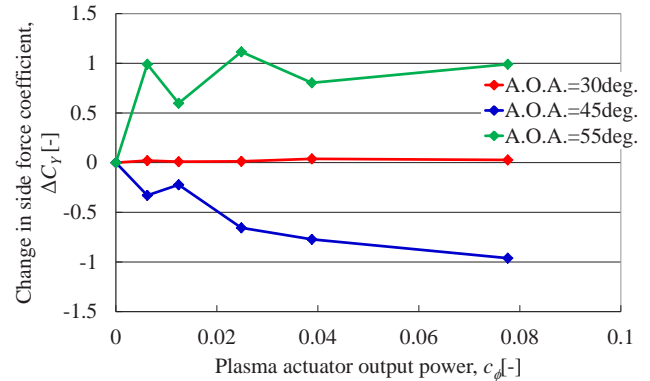


Fig. 16 Change in side force coefficient v.s. plasma actuator output power (actuation at $x/D=4.0$).

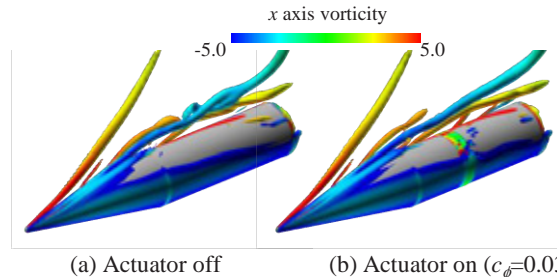


Fig. 17 Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors at the angle of attack of 45 degree (actuation at $x/D=4.0$).

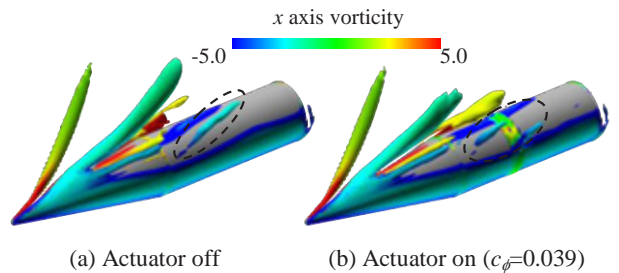


Fig. 18 Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors at the angle of attack of 55 degree (actuation at $x/D=4.0$).

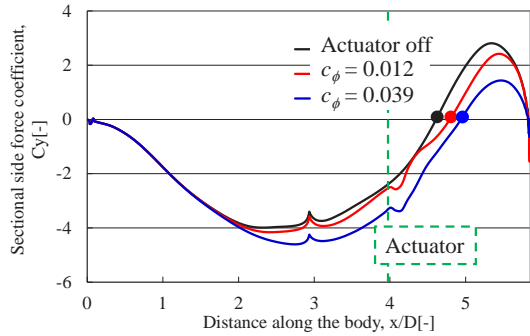


Fig. 19 Sectional side force coefficient distributions at the angle of attack of 45 degree (actuation at $x/D=4.0$).

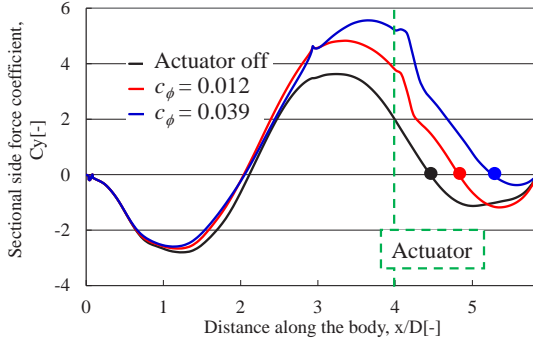


Fig. 20 Sectional side force coefficient distributions at the angle of attack of 55 degree (actuation at $x/D=4.0$).

次に、前胴位置 ($x/D=1.5$) にアクチュエータを設置した条件の計算結果を示す。アクチュエータの出力 c_ϕ に対する横力変化量を Fig. 21 に示す。

Fig. 21 より、後胴位置での駆動と同様、アクチュエータの出力に対して、線形的に横力を変化させることはできていない。また、迎角 45deg. と 55deg. ではアクチュエータの出力を大きくすると、横力の変化の方向が切り替わることがわかる。この制御メカニズムについて、流れ場と局所横力係数の軸方向分布から考察する。

x 軸方向渦度で色付けした速度勾配テンソルの第 2 不変量の等値面を Fig. 22, 23 に、局所横力係数の軸方向分布を Fig. 24, 25 に示す。

Fig. 22, 23 より、迎角 45deg. では明確な流れ場の変化は見られない。一方、迎角 55deg. では、左舷側の渦糸が機体表面に近づいていることがわかる。また、Fig. 24 より、アクチュエータを駆動することによって、迎角 45deg. では、アクチュエータの出力が小さいと局所横力の方向が切り替わる位置が機体前方へ移動し、出力を大きくすると逆に機体後方へ移動することがわかる。つまり、アクチュエータの出力が小さいと渦糸が機体から剥がれる位置が機体前方に移動し、大きくなると逆に機体後方へ移動する。出力が小さい場合に渦糸の剥がれる位置が機体前方に移動した要因としては、アクチュエータのジェットが擾乱源として働き、渦糸の発達を促進したと推測される。一方、Fig. 25 より、迎角 55deg. ではアクチュエータの出力によらず、局所横力の方向が切り替わる位置が機体後方へ移動していることがわかる。つまり、渦糸が機体から剥がれる位置が機体後方に移動する。迎角 55deg. においては、アクチュエータを駆動することによって、局所横力係数の軸方向分布が大きく変化するために、Fig. 21 に見られるようにアクチュエータの出力を大きくすると、横力の変化の方向が切り替わる。以上のことから、後胴位置の駆動と同様、アクチュエータのジェットによって軸方向の流れが強められ、渦糸が機軸方向下流に押し流されることによって、渦糸の発達が遅れることが制御メカニズムである。

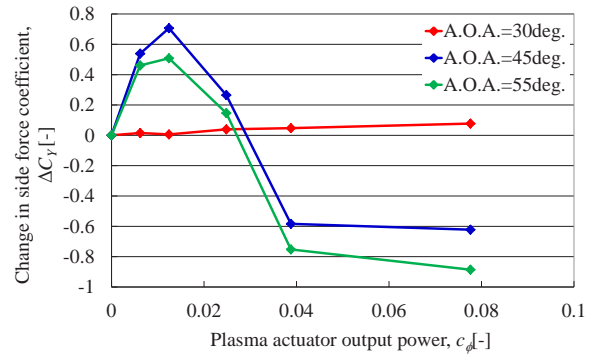


Fig. 21 Change in side force coefficient v.s. plasma actuator output power. (actuation at $x/D=1.5$)

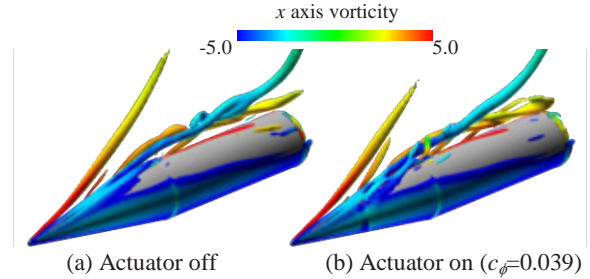


Fig. 22 Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors at the angle of attack of 45 degree (actuation at $x/D=1.5$).

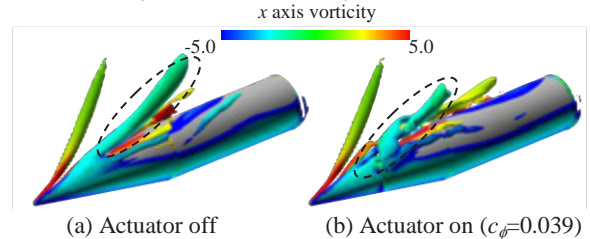


Fig. 23 Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors at the angle of attack of 55 degree (actuation at $x/D=1.5$).

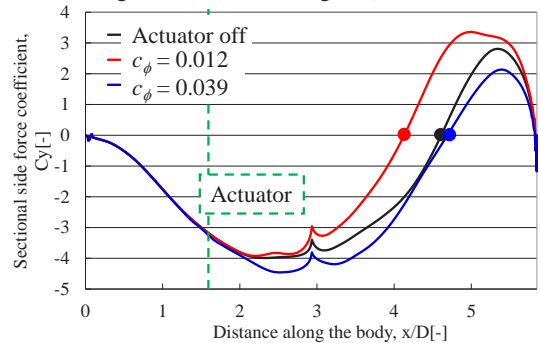


Fig. 24 Sectional side force coefficient distributions at the angle of attack of 45 degree (actuation at $x/D=1.5$).

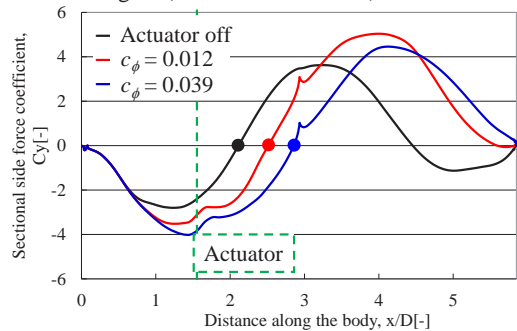


Fig. 25 Sectional side force coefficient distributions at the angle of attack of 55 degree (actuation at $x/D=1.5$).

6. 結論

周方向駆動と機軸方向駆動において、それぞれの横力制御効果とその制御メカニズムへの理解を深めることを目的とし、数値解析を3次元 RANS/LES Hybrid 手法を用いて行うことで、以下の知見が得られた。

大迎角細長物体周りの非対称剥離渦は、迎角が大きくなるとともに、非対称性が強くなり、bump を取り付けた側 (+y) から発生した渦糸が機体表面から剥がれ、剥がれた位置から3本目の渦糸が発生する。

細長物体後胴での周方向駆動では、アクチュエータの出力に対してある程度線形的に横力を制御することができる。この制御メカニズムは、アクチュエータを駆動することによって、駆動した側の剥離が遅れることであると考えられる。

機軸方向駆動では、アクチュエータの出力に対して横力を線形的に制御することはできないが、周方向駆動よりも小さな制御力で大きな制御効果が得られるケースがある。機軸方向駆動の制御メカニズムは、特殊な条件を除いて、アクチュエータのジェットによって軸方向の流れが強められ、渦糸が機軸方向下流に押し流されることによって、渦糸の発達が遅れることであると考えられる。

7. 今後の予定

今後、アクチュエータの設置の仕方を変更して、計算を行い、細長物体の流れの制御に適したアクチュエータの設置方法を検討する。

謝辞

本研究は、宇宙航空研究開発機構の JAXA Supercomputer System (JSS) を使用して解析を実施した。

参考文献

- 1) Ericsson, L. E. and Reding, J. P.: Steady and Unsteady Vortex-Induced Asymmetric Loads on Slender Vehicles, *J. Spacecraft and Rockets*, 18(1981), pp.97-109.
- 2) David H. B.: The Asymmetric Vortex Wake Problem – Asking the Right Question, *AIAA Paper 2006-3553*, 2006.
- 3) Hunt, B. L.: Asymmetric Vortex Forces Wakes on Slender Bodies, *AIAA Paper 1982-1336*, 1982.
- 4) Panel, M.P., Tilmann, C.P. and Ng, T. T.: Closed-Loop Missile Yaw Control via Manipulation of Forebody Flow Asymmetries, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 41(2004), pp.436-443.
- 5) Bernhardt, J.E. and Williams, D.R.: Proportional Control of Asymmetric Forebody Vortices, *AIAA J.*, 36 (1998), pp.2087-2093.
- 6) Tsubakino, D. and Tanaka, K.: Effective Layout of Plasma Actuators for a Flow Separation Control on a Wing, *AIAA Paper 2007-474*, 2007.
- 7) Asada, K, Fujii, K.: Computational Analysis of Unsteady Flow-field Induced by Plasma Actuator in Burst Mode, *AIAA Paper 2010-5090*, 2010.
- 8) Nishida, H.: Study on Active Flow Control of Separation Flow behind Slender Body in High Angle of Attack, *Annual Meeting of Japan Society of Fluid Mechanics*, 2010.
- 9) Suzen, Y. B., Huang, P. G., Jacob, J. D., and Ashpis, D. E.: Numerical Simulations of Plasma Based Flow Control Application, *AIAA Paper 2005-4633*, 2005.
- 10) Fujii, K.: Efficiency Improvement of Unified Implicit Relaxation/Time Integration Algorithms, *AIAA J.*, 37(1999), pp.125-128.
- 11) Gaitonde, D.V. and Visbal, M.R.: Further Development of a Navier-Stokes Solution Procedure Based on Higher-Order Formulas, *AIAA Paper 1999-0557*, 1999.
- 12) Gaitonde, D. V. and Visbal, R. M.: Pade-Type Higher-

- Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations, *AIAA J.*, 38(2000), pp.2103-2112.
- 13) Nishida, H., Nonomura, T.: ADI-SGS Schemes on Ideal Magnetohydrodynamics, *Journal of Computational Physics*, 228(2009), pp. 3182-3188
- 14) Degani D., Levy Y.: Asymmetric turbulent vortical flows over slender bodies, *AIAA J.*, 1992, pp.2267-73.
- 15) Levy, Y., Hesselink, L. and Degani, D.: A Systematic Study of the Correlation Between Geometrical Disturbances and Flow Asymmetries, *AIAA Paper 1995-0365*, 1995.
- 16) Inaba, R., Nishida H., Nonomura T., Asada K., and Fujii K.: Numerical Study on Control of Separation Flow over Slender Body Using DBD Plasma Actuator, *ISTS e-26*, 2011.