プラズマアクチュエータ誘起噴流を用いた Gurney Flap 効果

鈴木 大樹^{*1,*2}, 湯木 泰親^{*2}, 石川 仁^{*3}, 藤野 貴康^{*4}, 瀬川 武彦^{*5}

Gurney flap effect using jet induced by plasma actuator

Daiki SUZUKI^{*1,*2}, Yasuchika YUKI^{*2}, Hitoshi ISHIKAWA^{*3}, Takayasu FUJINO^{*4} and
Takehiko SEGAWA^{*5}^{*1,*4} Graduate School of Engineering, Information and Systems, University of Tsukuba
1-1-1 Tennodai, Tsukuba-shi, Ibaraki 305-8577, Japan^{*2,*5} Research Institute for Energy Conservation, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST)
1-2-1 Namiki, Tsukuba-shi, Ibaraki 305-8564, Japan^{*3} Faculty of Engineering, Tokyo University of Science
6-3-1 Nijuku, Katsushika-ku, Tokyo 125-8585, Japan

Received 6 February 2015

Abstract

Lift and drag variations by plasma actuators have been investigated under flow at low Reynolds numbers ranging from 1.7×10^4 to 6.6×10^4 . Wall-normal-jet type and counter-jet type plasma actuators are attached on the pressure surface near the trailing edge of NACA0015 airfoil, and jets are induced from $x/c = 0.9$ toward wall normal and opposite directions against the main flow. Appreciable variations of lift and drag coefficients are not observed in the case of flow control by the wall-normal-jet type plasma actuator. On the other hand, it is confirmed that the counter-jet type plasma actuator is effective for improving aerodynamic characteristics. As the most effective case at $Re = 3.3 \times 10^4$, lift coefficient is enlarged up to 30% under lower angles of attack $\alpha \leq 8^\circ$, and velocity distributions analyzed by PIV shows that flow near the trailing edge accelerates to y-axis negative direction. Effects of lift enhancement by counter-jet type plasma actuator tend to fall off with increasing Re. Lift and drag coefficients of NACA0015 with conventional Gurney flap ($h/c = 0.03$) are also compared with that by the counter-jet type plasma actuator. It is found that the lift enhancement by Gurney flap is effective over a wide range of angle of α , but counter-jet type plasma actuator suppresses enlargements of drag coefficient in high α .

Key words : Dielectric barrier discharge, Plasma actuator, Flow control, Lift control, Gurney flap

1. 緒 言

誘電体バリア放電 (DBD) プラズマアクチュエータは、絶縁体を挟んで表裏両面に電極が設置されただけのシンプルな構造でありながら、高周波高電圧を印加するだけでジェットを誘起することができるため、可動部を持たない次世代の流体制御デバイスと注目されている(Roth, et al., 1998), (Corke, et al., 2010), (深淵他, 2010). 図 1(a) に示すように、最も典型的なプラズマアクチュエータとして露出電極と裏面電極が x - y 断面に対して非対称配置された構造が用いられており、露出電極から裏面電極へ向かう一方向の流れが壁面に沿って誘起される. この特徴を活かし、これまで円柱や翼の剥離点近傍に設置し、剥離流れの抑制を行うための研究が活発に行われてきた (Corke, et al., 2010), (Jukes and Choi, 2009), (Wang, et al., 2013). 一方、翼の揚力を増加させるデバイスの一つとして、Gurney flap が挙げられる (Liebeck, 1978). Gurney flap は翼後縁から正圧面側に垂直に曲げられた L 字型構造であり、自動車レース等でダウンフォースを増加させるための手法として採用されている (Katz, 2006). しかし、揚力

No.15-00076 [DOI:10.1299/transjsme.15-00076], J-STAGE Advance Publication date : 22 May, 2015

^{*1} 筑波大学大学院システム情報工学研究科 (〒305-8577 茨城県つくば市天王台 1-1-1)^{*2} 産業技術総合研究所省エネルギー研究部門 (〒305-8564 茨城県つくば市並木 1-2-1)^{*3} 正員, 東京理科大学工学部機械工学科 (〒125-8585 東京都葛飾区新宿 6-3-1)^{*4} 筑波大学大学院システム情報工学研究科^{*5} 正員, 産業技術総合研究所省エネルギー研究部門

E-mail of corresponding author: t-segawa@aist.go.jp

の増加と同時に形状抵抗も増加するため、Gurney flap が必要ない作動条件下では空力性能が低下することが欠点である。そこで、誘起流れの生成を任意に ON/OFF できるプラズマアクチュエータを用いて Gurney flap と同様の効果を得ることができれば、非稼働時には抗力を増加させないため、実用的に非常に有用な空力技術となる。先行研究としては、図 1(b)に示すように翼後縁先端面にプラズマアクチュエータを設置し、主流に対して垂直にジェットを誘起することで揚力を増加させる手法が研究されており、Gurney flap との性能の違いについて詳細に議論されている(Zhang, et al., 2009), (松野他, 2009), (Feng, et al., 2012), (Wang, et al., 2013)。しかし、これらの手法はプラズマアクチュエータの表裏電極や配線スペース確保の観点から翼後縁厚みがある程度必要であるため、特に小型翼への適用は困難であることや、プラズマアクチュエータの設置スペース確保のために翼後縁端を切り欠けば、翼の空力性能が悪化する可能性がある。この問題を解決する新しい手法として、曲率が小さい翼後縁近傍の正圧面もしくは負圧面にフラッシュマウントでプラズマアクチュエータを設置し、Gurney flap と同様の揚力向上効果を得ることができれば、様々な流体機械のエネルギー効率を向上する新しいデバイスとしての利用が拡大する可能性がある。そこで本研究では、NACA0015 翼正圧面にプラズマアクチュエータを設置し、電極形状の違いによる誘起流の吹出し方向、および Reynolds 数の違いが揚力・抗力、及び空間速度分布に与える影響を評価し、固定の Gurney flap との空力性能の違いを明らかにすることを目的とする。

2. 実験装置

本研究では、試験部が 200 mm×200 mm×600 mm の吹出型風洞試験部中央に、3 次元プリンタで造形した翼弦長 $c = 50$ mm, 翼幅 $s = 120$ mm の NACA0015 翼模型を固定し、翼周りの流れ制御を試みる。実験装置の概略を図 2 に示す。座標系は翼前縁を原点とし、主流方向を x 軸、主流に垂直な方向を y 軸、翼スパン方向を z 軸とする。翼模型は翼弦長 c で無次元した無次元座標 $x/c = 0.25$ の翼弦上に造形された回転軸が試験部下板に施された貫通孔を通り、ひずみゲージ式 3 分力計 (Kyowa, LSM-B-5NSA37-P) に固定されている。3 分力計で計測される力は、動ひずみ測定器 (Kyowa, DPM-911B) により 1V/1N のアナログ電圧信号として出力される。風洞試験部における主流速度 ($5 \leq U_\infty \leq 20$ m/s) 及び翼弦長を代表速度・長さとする Reynolds 数 (Re) を $1.7 \times 10^4 \leq Re \leq 6.6 \times 10^4$ の範囲で変化させ、翼模型の揚力及び抗力の変化をデジタルオシロスコープ (Tektronix, DPO-4034) を用いて 1 kHz のサンプリングレートで計測する。また、ファンクションジェネレータ (NF, WF1974) からのトリガを用いて電源およびデジタルオシロスコープの作動を同期させ、プラズマアクチュエータ非稼働条件 (PA-OFF) では 5.0 s, プラズマアクチュエータ稼働条件 (PA-ON) では 3.0 s のデータを取得する。ただし、PA-ON の場合、揚抗力が一定値になるまでの時間を考慮し、前後を 0.5 s を除外した 2.0 s 間の測定データを使用する。3 分力計の測定精度は、カタログスペックで定格 (5 N) の 1/1000 (0.005 N) であり、0.005 N は上記翼模型を主流速度 10 m/s に設置した場合の揚力係数や抗力係数に換算して約 0.014 に相当する。また、標準分銅を用いて 0.1 g から 100 g の範囲で校正した結果、荷重変化に対する分力出力電圧に強い直線性が見られる。一方、ひずみゲージ式 3 分力計にはブリッジ回路が使用されているため温度ドリフトの影響が懸念されるが、温度補償回路によって温度ドリフトの自動補正が行われていることに加え、PA-OFF における 3.0 s 間のデータ取得後直ちに PA-ON における分力測定を行うため、周辺温度の時間変化に伴う揚力および抗力計測への影響は無視できると推察される。また、プラズマアクチュエータの稼働による高周波ノイズに対しては、計測器やケーブルのシールドを強化し、揚力および抗力計測への影響を最小限に留めるようオシロスコープを用いて波形の確認を行う。本研究で使用するプラズマアクチュエータは、100 μ m 厚のポリイミド絶縁層の両面に 35 μ m 厚の銅箔が圧延接着された両面銅張積層板が用いられ、両面位置合わせエッチングにより表裏電極を x 方向に 0 ± 0.1 mm, z 方向に 83 ± 0.1 mm オーバーラップさせて形成する。図 3(a)に示す対向型 (wall-normal-jet type) プラズマアクチュエータは、裏面電極とオーバーラップする表面電極エッジを基準とした電極間距離が $l = 4$ mm となるよう、 $x/c = 0.9$ を中心に 2 つのプラズマアクチュエータを向かい合わせた配置されており、静止流体中ではジェットを衝突させ、翼面に対して垂直方向にジェットを吹出すことができる。一方、図 3(b) に示す逆流型 (counter-jet type) プラズマアクチュエータでは、 $x/c = 0.9$ の位置から主流に対して逆方向にジェットが誘起されるように露出電極が配置する。裏面電極幅は、対向型で 1 mm, 逆流型で 3 mm, 露出電極幅は両タイプともに 1.5 mm とする。翼周りの空間速度分布は粒子画像流速測定法 (PIV) により解析する。ラスキンノズルで 1 μ m 程度に微粒化された DOS (Dioctyl Sebacate) をトレーサ粒子と

して風洞試験部に導入し、ダブルパルス Nd:YAG レーザ (Litron Lasers, NANO S 30-15 PIV, 30 mJ/pulse) 及びクロスコリレーションカメラ (TSI, PIVCAM13-8, 1,280×1,024 画素) を用いて、3.75 Hz のサンプリングレートで翼周りの流れを可視化する。

本研究では、高電圧交流電源 (PSI, PG1040F) を用いて表裏電極間に $V_{p-p} = 5.0$ kV の両極性電圧を周波数 $f_p = 8.7$ kHz で印加する。図 4 は PIV 計測で評価した静止流体中の時間平均の空間速度分布を示しており、対向型の場合は電極間中心から垂直方向に 10 mm 離れた地点での最大流速 (u_{max}) は $u_{max} \approx 0.4$ m/s, 逆流型の場合は露出電極エッジから水平方向に 10 mm 離れた地点で $u_{max} \approx 0.9$ m/s である。また、図 3 (c) に示す高さ $h = 1.5$ mm ($h/c = 0.03$) の Gurney flap がモデリングされた NACA0015 翼模型について、プラズマアクチュエータとの空力特性の比較を行う。プラズマアクチュエータの消費電力は、 V - Q リサージュ法を用いて評価することが一般的になりつつある (八木, 2012)。図 5 に本研究で用いた計測システムを示す。LCR メータ (Agilent, U1733C) で得られたプラズマアクチュエータの静電容量概算値 ($C_1 \approx 20$ pF) から、 C_1 の千倍程度の電荷測定用コンデンサ静電容量 ($C_2 = 21.9$ nF) を直列で接続する。 C_2 に対する電圧は $V_2 = C_1 V_1 / C_2$ となり、 V_1 の 1/1000 程度になるため、低電圧用プローブ (Tektronix, P6139A, 500MHz 帯域) が使用できるが、 C_1 に印加される電圧 V_1 は高電圧プローブ (Tektronix, P6015A, 75MHz 帯域) を用いた測定が必要である。プラズマアクチュエータの表裏電極間と電荷測定用コンデンサにチャージされる電荷 (Q) は $Q = C_1 V_1 = C_2 V_2$ の関係が成立するため、プラズマアクチュエータにチャージされる荷電は C_2 に印加される電圧の計測より評価できる。図 6(a) は $V_{p-p} = 5.0$ kV, $f_p = 8.7$ kHz の印加電圧 (疑似矩形波) と電荷の時間変化を示しており、 V_1 と Q をそれぞれ x 軸, y 軸にプロットすることで図 6(b) に示すような V - Q リサージュ図形が得られる。 V - Q リサージュ図形で囲まれた面積は 1 周期当たりの放電エネルギーを示しており、面積と周波数の積が消費電力に等しい。図 6(b) に示すように本実験条件では上辺と下辺に周回軌道が存在しており、消費電力の評価値が面積の計算手法で異なる。例えば、周回軌道を考慮せずに 4 つの辺を 1 次関数でフィッティングし、それらの交点から求めた面積によるプラズマアクチュエータ単位長さあたりの消費電力は 0.85 W/cm となるが、円周軌道の面積追加や楕円軌道を考慮して 1 周期にわたって Q を ΔV_1 で数値的に積分して面積を求めた場合には 1.0 W/cm と算出される。

Fig. 1 (a) Schematic drawing of typical plasma actuator (Roth, et al., 1998), (b) layout for realizing lift enhancement by plasma actuator attaching on the trailing edge surface of airfoil (Zhang, et al., 2009), (Matsuno, et al., 2009).

Fig. 2 Schematic illustration of experimental setup. (a) Rotary shaft of NACA0015 airfoil is connected with 3 components force transducer through a hole of wind tunnel test section. (b) Interconnection of plasma actuator attached on the pressure surface near trailing edge on NACA0015 airfoil.

Fig. 3 Dimensions of plasma actuators and Gurney flap. (a) Wall-normal-jet type plasma actuator induces jets toward negative y direction from $x/c \approx 0.9$. (b) Counter-jet type plasma actuator induces jets against main flow from around $x/c = 0.9$. (c) Gurney flap ($h/c = 0.03$) structure near the trailing edge modelled by a 3D rapid prototyping machine.

Fig. 4 Velocity distributions in quiescent flow of jets measured by PIV. (a) Wall normal jet with $u_{max} \approx 0.4$ m/s is induced by wall-normal-jet type plasma actuator. Velocity vectors are found to be perturbed in locations surrounded by broken lines. (b) Tangential jet with $u_{max} \approx 0.9$ m/s is induced by counter-jet type plasma actuator.

Fig. 5 Schematic diagram of electric circuit for evaluation of power consumption by V - Q Lissajous method. Additional capacitor ($C_2 = 21.9$ nF) is connected with the plasma actuator ($C_1 \approx 20$ pF) in series in order to measure electric charge (Q).

Fig. 6 (a) Time series of applied voltage and electric charge for plasma actuator, (b) V - Q Lissajous figure for evaluation of power consumption, which is evaluated to be approximately 1 W/cm at $V_{p-p} = 5.0$ kV, $f_p = 8.7$ kHz.

3. 結果及び考察

3・1 対向型プラズマアクチュエータによる揚力制御

翼後縁先端面へのプラズマアクチュエータ設置により主流に対して垂直に誘起ジェットを吹出すことで揚力向上効果を実現する先行研究が行われている(Zhang, et al., 2009), (松野他, 2009), (Feng, et al., 2012). これらの代替手法の一つとして, 図3(a)に示す対向型プラズマアクチュエータをNACA0015後縁近傍の正圧面に設置し, 静止流体中では翼正圧面の $x/c = 0.9$ から垂直方向に誘起される wall normal jet による揚力制御を試みる. 図7は対向型プラズマアクチュエータによる PA-OFF と PA-ON の場合の揚抗力計測から算出した揚力係数 (C_L) と抗力係数 (C_D) の迎角依存性を示しており, $Re = 1.7 \times 10^4, 3.3 \times 10^4, 5.0 \times 10^4$ の3条件の Reynolds 数において PA-OFF/ON の違いが殆ど見られないことがわかる. 図8は PA-OFF/ON による揚力の比または抗力の比 ($C_{L(PA-ON)}/C_{L(PA-OFF)}$ および $C_{D(PA-ON)}/C_{D(PA-OFF)}$ はプラズマアクチュエータ稼働時, $C_{L(PA-OFF)}$ および $C_{D(PA-OFF)}$ は非稼働時の値) と迎角の関係を示す. 低迎角では $C_L \approx 0, C_D \approx 0$ であり, 測定誤差の影響で $C_{L(PA-ON)}/C_{L(PA-OFF)}$ および $C_{D(PA-ON)}/C_{D(PA-OFF)}$ の値が発散する場合があるため $\alpha \geq 4^\circ$ 範囲で表示されているが, $Re = 3.3 \times 10^4$ 及び $Re = 5.0 \times 10^4$ では $C_{L(PA-ON)}/C_{L(PA-OFF)} \approx 1, C_{D(PA-ON)}/C_{D(PA-OFF)} \approx 1$ と制御効果が認められない. また, $Re = 1.7 \times 10^4$ では計測した迎角範囲で $C_{D(PA-ON)}, C_{D(PA-OFF)}$ ともに 0 に近く, 他の条件の場合と比較して $C_{D(PA-ON)}/C_{D(PA-OFF)}$ が大きな変化を示しているが, 図7で確認できるように実際には優位な差は見られない.

ここで, 対向型プラズマアクチュエータの場合に制御効果が表れない原因を考察する. 対向型プラズマアクチュエータから誘起される流れの流動特性を調べた先行研究として, 本研究と同程度である 0.45 m/s の誘起流速を持つ2次元 wall normal jet を風洞内に設置した平板に固定し, 主流速度 $U_\infty = 0.85, 1.25, 1.75 \text{ m/s}$ の条件下で PIV による空間速度分布が行われた実験結果がある(Santhanakrishnan and Jacob, 2006). $U_\infty = 0.85, 1.25 \text{ m/s}$ では下流側電極近傍に渦が生じるが, 主流速度の増加とともに渦は小さくなり, $U_\infty = 1.75 \text{ m/s}$ では渦は消滅する結果が示されている. 本研究における主流速度は $5 \leq U_\infty \leq 20 \text{ m/s}$ と上記の先行研究の条件よりさらに高速であるため, 露出電極の下流側に渦が形成されていない可能性が高い. また, 静止流体中では図4(a)に示すように2つの露出電極の間に wall normal jet が形成されるが, 流れの中で作動させた場合には, 先行研究で下流側露出電極のプラズマが発生しない電極側近傍に渦が生じることが示されている. よって, 上流側露出電極から誘起されるジェットの制御効果が小さく, 後述の逆流型プラズマアクチュエータの方が流体制御には適している可能性がある.

一方, 主流速度が小さい場合や u_{max}/U_∞ を増加させた場合には, 対向型プラズマアクチュエータを使用した場合でも翼周りの流れに変化を与える可能性があると考えられる. しかし本研究においては, 後述する逆流型プラズマアクチュエータでは同じ高電圧印加条件で $u_{max} \approx 0.9 \text{ m/s}$ のジェットが誘起されたため対向型の場合も同程度の流速のジェットが期待されたが, 実際は $u_{max} \approx 0.4 \text{ m/s}$ と予想より低い値となった. これは, 図3(a)に示す電極間距離 $l = 4 \text{ mm}$ が近接しすぎているため, 2つの電極から誘起されたジェットが衝突する際に流れが乱れ, 垂直方向の速度成分が減少した結果である可能性があり, 図4(a)においても破線で囲まれた電極の上方の領域で速度ベクトルが乱れていることがわかる. この対策として, 電極間距離を増大させることでジェット流速や揚力がどのように変化するかを確認することが有効であるが, 本研究では以下の2つの技術的な問題がある. まず, 露出電極の幅を現在の 1.5 mm より縮小させることで電極間距離を $l = 4 \text{ mm}$ より増大させることができれば, 静止流体中での wall normal jet で見られた速度ベクトルの乱れや最大流速を改善できる可能性があるが, 本研究で用いた $c = 50 \text{ mm}$ の翼模型では, 翼端側の露出電極幅が小さくなることで絶縁層の端面と裏面電極の距離が近くなり, 沿面放電の危険性が高まる. また, 電極幅の減少により DBD が露出電極エッジ両側に生成され, さらに複雑な流れを誘起する可能性があるため, 本研究では $l = 4 \text{ mm}$ に制限されている. 次に, 露出電極幅は変更せずに電極間距離を拡大させる対策が考えられる. その場合, 2つの露出電極中心が前縁側に移動するため, wall normal jet が形成される位置も上流側 ($x/c < 0.9$) に移動する. 本稿では, 対向型プラズマアクチュエータ取り付け位置の依存性については議論の対象としないが, 現在進行中の予備実験で対向型, 逆流型プラズマアクチュエータを問わず, プラズマアクチュエータを正圧面上流側に装着した場合には揚力が減少することが明らかになりつつある. 以上の結果, 小型翼模型では対向型プラズマアクチュエータに優位性がないという結論に至っているが, 将来的に大型翼模型では露出電極幅や電極間距離が沿面放電やジェット誘起

Fig. 7 Control effects of flow near the trailing edge by wall-normal-jet type plasma actuator for various Reynolds numbers. (a) Lift coefficient (C_L), (b) drag coefficient (C_D) as a function of angle of attack (α). No significant difference is not found in C_L and C_D for various Reynolds numbers.

Fig. 8 Control effects of flow near the trailing edge by wall-normal-jet type plasma actuator for various Reynolds numbers. (a) $C_{L(PA-ON)}/C_{L(PA-OFF)}$, (b) $C_{D(PA-ON)}/C_{D(PA-OFF)}$. No significant difference is not found in $C_{L(PA-ON)}/C_{L(PA-OFF)}$ and $C_{D(PA-ON)}/C_{D(PA-OFF)}$ for $Re = 3.3 \times 10^4$ and 5.0×10^4 . $C_{D(PA-ON)}/C_{D(PA-OFF)}$ for $Re = 1.7 \times 10^4$ varies widely because of tiny drag forces.

位置に与える影響が小さくなるため、今後も主流に対するジェット流速比を増大させることで制御効果向上の可能性を検証する必要がある。

3・2 逆流型プラズマアクチュエータによる揚力制御

次に、図 3(b)に示すような逆流型プラズマアクチュエータを NACA0015 翼模型正圧面に装着した場合の流体制御効果を検証する。図 9 は、 $-10 \leq \alpha \leq 15^\circ$ における C_L 及び C_D の変化を $1.7 \times 10^4 \leq Re \leq 6.6 \times 10^4$ の範囲における 4 条件の Reynolds 数流れで計測した結果を示している。前節で述べた対向型の結果とは対照的に、全ての Reynolds 数で揚力向上効果が認められる迎角 α が存在することがわかる。さらに、揚力、抗力の変化の傾向を比較するために、図 10 に迎角に対する $C_{L(PA-ON)}/C_{L(PA-OFF)}$ および $C_{D(PA-ON)}/C_{D(PA-OFF)}$ を示す。ただし対向型の場合と同様に、低

迎角では C_L および C_D の値が小さく、それらの値が発散する場合があるため $\alpha \geq 4^\circ$ の範囲で示す。図 10(a) から、全ての Reynolds 数において、 α の増加に伴って揚力向上効果が減少する傾向があり、Reynolds 数の違いからは $Re = 3.3 \times 10^4$ のときに最も揚力向上効果が大きく、 $\alpha \leq 8^\circ$ の低迎角において揚力が 20% から 30% 程度増加することがわかる。しかし、 Re が増加するにつれて揚力向上効果は減少する傾向があり、 $Re = 6.6 \times 10^4$ では $\alpha \leq 10^\circ$ までの低迎角でのみ揚力増加が認められ、その効果は 5% 程度に留まる。図 10(b) の抗力に着目すると、揚力と同様に全ての Reynolds 数で抗力の増加が認められる迎角が存在し、迎角の増加とともに効果が減少する傾向がある。また、抗力係数は Reynolds 数が低いほど増加割合が大きくなっており、特に $Re = 1.7 \times 10^4$ では著しく大きくなる。これは図 9(b) で確認できるように幅広い迎角において抗力係数が小さく、PA-ON による微小な変化でも変動幅が大きくなるためであると考えられる。一方、 $3.3 \times 10^4 \leq Re \leq 6.6 \times 10^4$ では PA-ON による抗力増加比率は 5% から 10% 程度であり、揚力の比率と比較すると少ないことがわかる。また、 $Re = 6.6 \times 10^4$ 、 $\alpha = 12^\circ$ において著しい C_L 増加と C_D 減少が見られるが、複数回の実験においても再現性が認められる。本条件は図 9(a) から $Re = 6.6 \times 10^4$ における

Fig. 9 Control effects of flow near the trailing edge by counter-jet type plasma actuator for various Reynolds numbers. (a) Lift coefficient, (b) drag coefficient under PA-OFF and PA-ON. C_L under PA-ON increases for all Reynolds numbers.

Fig. 10 Control effects of flow near the trailing edge by counter-jet type plasma actuator for various Reynolds numbers. (a) $C_{L(PA-ON)}/C_{L(PA-OFF)}$, (b) $C_{D(PA-ON)}/C_{D(PA-OFF)}$. Significant control effects appear for $Re = 3.3 \times 10^4$ where $C_{L(PA-ON)}/C_{L(PA-OFF)}$ is considerably larger than $C_{D(PA-ON)}/C_{D(PA-OFF)}$.

Fig. 11 Time-averaged velocity distributions around NACA0015 at $\alpha = 8^\circ$, $Re = 3.3 \times 10^4$ measured by PIV under (a) PA-OFF, (b) PA-ON. Velocity magnitude is normalized by U_∞ . Differences of non-dimensional velocity distributions between PA-OFF and PA-ON are inconsiderable. Figures 12 is analysed by using data in Fig. 11.

Fig. 12 Analysis of velocity distributions near the trailing edge of NACA0015 measured by PIV ($\alpha = 8^\circ$, $Re = 3.3 \times 10^4$), (a) Streamline, and profiles of velocity component v at (b) $x/c = 0.85$, (c) $x/c = 1.19$. Flow is shifted toward negative y direction (from the suction surface to pressure surface) under PA-ON.

失速角であり、揚力時系列データの波形解析から、PA-OFF 場合には剥離流れの生成・消滅に起因する周期的な振動が生じ、PA-ON によりこれらの振動が著しく抑制されていることが明らかになっている。 $\alpha = 14^\circ$ では PA-ON の場合でも失速していることが推察されるため、 $\alpha = 12^\circ$ のみで失速角の改善がなされたと考えられる。

揚力向上効果を翼周りの流れの空間速度分布から明らかにするため、粒子画像流速測定法 (PIV) により 32×32 pixels の interrogation area から 50% オーバーラップで速度ベクトルを解析する。PA-OFF では可視化画像を 1000 組 2000 枚取得し平均処理を行う。一方 PA-ON については 1000 組 2000 枚を一度に取得するとプラズマアクチュエータが長時間連続駆動により破損する恐れがあるため、20 組 40 枚を 50 セットに分けて取得する。ただし、解析の際に PA-ON の各セットの最初の 1 組目は、プラズマアクチュエータが駆動した直後の非定常な渦が存在することが判明したため、各セットの 1 組目を除外し残りの 19 組 38 枚 50 セット (合計 950 組 1900 枚) について平均処理を行う。図 11 に $Re = 3.3 \times 10^4$, $\alpha = 8^\circ$ における NACA0015 周りの空間速度分布を示す。空間速度分布からは僅かな違いしか認められないため、図 12(a) に示すように流線を解析した結果、PA-ON の場合の翼後縁近傍流れが PA-OFF に比べて正圧面側に向かう方向へシフトしていることが明らかになった。そこで、図 12(b) 及び (c) に示すように PIV 解析で得られた $x/c = 0.89, 1.19$ における v 成分についてプロットすると、正圧面側、負圧面側ともに負圧面から正圧面の方向へ向かう流れ成分が増加している。ここで PIV 解析の誤差について考察する。図 12 の速度ベクトル (u, v) を PIV で解析するために取得した画像において、1 pixel の大きさは $34.4815 \mu\text{m} \times 34.4815 \mu\text{m}$ である。PIV 解析においてサブピクセル補間が行われた場合、ベクトルの誤差は ± 0.1 pixel 程度とされており、 $\delta t = 15 \mu\text{s}$ の間隔で撮影された 1 組の粒子画像から解析される速度ベクトルの誤差は、 $\delta u = \delta v = \pm 0.22 \text{ m/s}$ (主流速度で無次元化した場合の誤差: $\delta u/U_\infty = \delta v/U_\infty = \pm 0.022$) と比較的大きな値となる。空間速度分布は PA-OFF で $n = 1000$ 回、PA-ON で $n = 950$ 回の平均処理が行われるため、図 12 における速度ベクトルの誤差 ($\delta u_{ave}, \delta v_{ave}$) は 1 組の解析誤差を平均回数の平方根 ($n^{1/2}$) で除した値として $\delta u_{ave} = \delta v_{ave} = \pm 0.007 \text{ m/s}$ ($\delta u_{ave}/U_\infty = \delta v_{ave}/U_\infty = \pm 0.0007$) と評価でき、PA-ON における v/U_∞ の変化は制御効果による優位な差として認められる。これは、速度の小さい壁面近傍の流れに対してプラズマアクチュエータにより逆方向にジェットを誘起することで渦構造が形成された結果であり、仮想的な翼形状の変形が起こることで翼周りの流れの成分が下向きに変化し、揚力改善効果が現れたと推察される。

一方、渦構造による仮想的な翼形状の変化は形状抵抗も増加させるため、抗力も増加することが懸念されるが、図 10(b) から前節でも述べたように $\alpha \geq 10^\circ$ の高迎角での抗力係数は $Re = 5.0 \times 10^4$ で PA-OFF と同程度、それ以外の Reynolds 数においても 5% 程度の増加に留まっていることがわかる。これは、迎角の増加に伴って正圧面の圧力が増加し、プラズマアクチュエータから誘起されるジェットにより形成される渦構造が抑制されたためであると考えられる。

3・3 逆流型プラズマアクチュエータと Gurney flap の空力性能比較

前節で議論を行った PA-ON の場合に考えられる仮想的な翼形状をさらに考察するため、逆流型プラズマアクチュエータと図 3(c) に示す Gurney flap 付 NACA0015 の空力性能を比較する。図 13 に $Re = 3.3 \times 10^4$ における揚力係数と抗力係数を示す。揚力係数は $-10^\circ \leq \alpha \leq 5^\circ$ では同程度の増加傾向を示すが、 $\alpha > 5^\circ$ では Gurney flap の方が高い揚力向上効果を示す。一方、抗力係数については、 $\alpha > 5^\circ$ において Gurney flap の方がプラズマアクチュエータ非稼働時 (PA-OFF) と比較して高い値を示すが、前節でも述べたように高迎角でも PA-ON の場合は PA-OFF に対して抗力増加が 5% 程度に抑えられている。図 14 に PIV により解析された $\alpha = 8^\circ$ における NACA0015 周りの空間速度分布を示す。図 14 (b) と図 14 (c) の空間速度分布を比較すると、Gurney flap 付き NACA0015 の場合は剥離流れが抑制されているが、逆流型プラズマアクチュエータでは顕著な変化はみられない。Gurney flap については、flap 後流に形成される再循環領域の空間スケールや位置が変化するとともに翼正圧面の圧力増加に繋がり、結果として翼負圧面における剥離が抑制されることで揚力が増加することが報告されている (Liebeck, 1978)。本研究では $h/c = 0.03$ の Gurney flap 付 NACA0015 翼模型のみ空力特性を解析しただけであるが、先行研究との整合性が確認できた。一方、逆流型プラズマアクチュエータにより揚力増加が認められる条件でも後縁近傍に低速領域が存在するため、流体制御効果が Gurney flap と全く同じではない。この理由の一つとして、Gurney flap の位置 ($x/c = 1.0$) と逆流型プラズマアクチュエータから誘起されるジェットの位置

Fig. 13 Control effect of flow near the trailing edge by plasma actuator and $h/c = 0.03$ Gurney flap for $Re=3.3 \times 10^4$, (a) lift coefficient, (b) drag coefficient. C_L by using NACA0015 with Gurney flap is larger than that under PA-ON for $\alpha > 5^\circ$. On the other hand, enlargement of C_D by flow control is suppressed under PA-ON NACA0015 with Gurney flap.

Fig. 14 Velocity distributions around NACA0015 at $\alpha = 8^\circ$ measured by PIV ($Re=3.3 \times 10^4$), (a) PA-OFF, (b) PA-ON, (c) Gurney flap. In contrast with velocity distributions under PA-OFF and PA-ON, flow separation is mitigated around the trailing edge of NACA0015 with Gurney flap.

($x/c = 0.9$) が異なることに起因する可能性が挙げられるが、本研究で用いたような小型翼模型において逆流型プラズマアクチュエータを $x/c = 1.0$ に配置することは困難である。よって今後の課題として、Gurney flap とプラズマアクチュエータ誘起ジェットとの吹き出し位置と一致させた場合や、主流に対する誘起ジェットの速度比を変化させることにより、Gurney flap の空力性能との相違点をより明確化する必要があると考えられる。

4. 結 言

NACA0015 翼模型の後縁近傍の正圧面に対向型と逆流型の 2 種類のプラズマアクチュエータを設置し、空力性能に与える影響を評価した。対向型プラズマアクチュエータを用いて翼正圧面後縁近傍から垂直方向にジェットを誘起した場合は、制御なしの場合に対して顕著な変化はみられなかった。一方、逆流型プラズマアクチュエータを用いて翼正圧面後縁近傍から主流と逆方向にジェットを誘起した場合、揚力係数が最大で 30% 増加する現象を見出した。Gurney flap 付翼模型との空力性能比較では、逆流型プラズマアクチュエータは揚力向上効果では劣るが、高迎角においては抗力係数が 5% 程度の増加に抑えられる利点があることが明らかになった。

本研究で用いた 2 種類のプラズマアクチュエータは翼後縁近傍に設置するため、これまで殆どの研究で採用されてきた前縁設置する場合と比べて、実用化を行う場合に多くの利点がある。例えば、風車等のフィールドで用いる場合、前縁設置型プラズマアクチュエータは上流より飛来するバードストライク等の異物との衝突や風雨による浸食 (Erosion) による電極損傷を回避するための対策が必要であるが、後縁設置型ではそれらのリスクを低減することが期待できる。また、今回 Gurney flap との性能比較を行ったように、自動車のダウンフォース制御や鉄道車両のパンタグラフの揚力制御など、幅広い流体機械における空力制御への応用が期待される。今後、誘起ジェットの吹き出し位置や主流と流速比を変化させ、翼表面近傍の流れや揚抗力に与える影響を詳細に調べることによって制御メカニズムを解明し、揚力向上を効率的に実現するための諸条件を見出すことが必要である。

謝 辞

本研究の遂行にあたり、英国 University of Nottingham の Professor Kwing-So Choi に貴重なご助言をいただいた。また、本研究は新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) 平成 23 年度先導的産業技術創出事業「能動流体制御技術を用いたバーチャルブレード構築による風力発電システムの飛躍的な始動性及び設備利用率向上に向けた研究開発 (11B04022c)」の補助を受けて行われた。ここに感謝の意を表す。

文 献

- Corke, T. C., 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.
- Feng, L. H., Jukes, T. N., Choi, K-S. and Wang, J. J., Flow control over a NACA 0012 airfoil using dielectric-barrier-discharge plasma actuator with a Gurney flap, *Experiments in Fluids*, Vol. 52, No. 6 (2012), pp. 1533-1546.
- 深湯康二, 山田俊輔, 石川仁, プラズマアクチュエータの基礎と研究動向, *ながれ*, Vol. 29, No. 4 (2010), pp. 243-250.
- Jukes, T. N. and Choi, K-S., Control of unsteady flow separation over a circular cylinder using dielectric-barrier-discharge surface plasma, *Physics of Fluids*, Vol. 21 (2009), 094106.
- Katz, J., Aerodynamics of race cars, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 38 (2006), pp. 27-63.
- Liebeck, R. H., Design of subsonic airfoils for high lift, *Journal of Aircraft*, Vol. 15, No. 9 (1978), pp. 547-561.
- 松野隆, 松尾好修, 太田健太郎, 川添博光, DBD プラズマアクチュエータを利用したフラップ代替高揚力装置, 第 41 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2009 講演集 (2009), pp. 155-158.
- Roth, J. R., Sherman, D. M. and Wilkinson, S. P., Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma, *AIAA Paper 98-0328* (1998).
- Santhanakrishnan, A. and Jacob, J. D., Flow control in adverse pressure gradients using plasma and plasma synthetic jet actuators, *AIAA Paper 2006-3033* (2006).

- Wang, J. J., Choi, K-S., Feng, L. H., Jukes, T. N. and Whalley, R. D., Recent developments in DBD plasma flow control, Progress in Aerospace Sciences, Vol. 62 (2013), pp. 52-78.
八木重典, バリア放電 (2012), pp. 52-57, 朝倉書店.
Zhang, P. F., Liu, A. B. and Wang, J. J., Aerodynamic modification of a NACA 0012 airfoil by trailing-edge plasma Gurney flap, AIAA Journal, Vol. 47, No. 10 (2009), pp. 2467-2474.

References

- Corke, T. C., 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.
Feng, L. H., Jukes, T. N., Choi, K-S. and Wang, J. J., Flow control over a NACA 0012 airfoil using dielectric-barrier-discharge plasma actuator with a Gurney flap, Experiments in Fluids, Vol. 52, No. 6 (2012), pp. 1533-1546.
Fukagata, K., Yamada, S. and Ishikawa, H., Plasma actuators: Fundamentals and research trends, Nagare, Vol. 29, No. 4 (2010), pp. 243-250 (in Japanese).
Jukes, T. N. and Choi, K-S., Control of unsteady flow separation over a circular cylinder using dielectric-barrier-discharge surface plasma, Physics of Fluids, Vol. 21(2009), 094106.
Katz, J., Aerodynamics of race cars, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 38 (2006), pp. 27-63.
Liebeck, R. H., Design of subsonic airfoils for high lift, Journal of Aircraft, Vol. 15, No. 9 (1978), pp. 547-561.
Matsuno, T., Matsuo, Y., Ota, K. and Kawazoe, H., Flap replacement system using DBD plasma actuators, Proceeding of 41st Fluid Dynamics Conference/Aerospace Numerical Simulation Symposium 2009 (2009), pp. 155-158 (in Japanese).
Roth, J. R., Sherman, D. M. and Wilkinson, S. P., Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma, AIAA Paper 98-0328 (1998).
Santhanakrishnan, A. and Jacob, J. D., Flow control in adverse pressure gradients using plasma and plasma synthetic jet actuators, AIAA Paper 2006-3033 (2006).
Wang, J. J., Choi, K-S., Feng, L. H., Jukes, T. N. and Whalley, R. D., Recent developments in DBD plasma flow control, Progress in Aerospace Sciences, Vol. 62 (2013), pp. 52-78.
Yagi, S., Barrier discharge (2012), pp. 52-57, Asakura Publishing (in Japanese).
Zhang, P. F., Liu, A. B. and Wang, J. J., Aerodynamic modification of a NACA 0012 airfoil by trailing-edge plasma Gurney flap, AIAA Journal, Vol. 47, No. 10 (2009), pp. 2467-2474.