J. Inst. Electrostat. Jpn. 論 文

DC放電とAC放電を利用した3電極プラズマアクチュエータの 交流電圧波形による影響に関する数値的研究

中井 公美*.1, 西田 浩之**, 松野 隆***

(2017年2月5日受付;2017年4月26日受理)

Numerical Study on the Effect of AC Voltage Waveform on Tri-Electrode Plasma Actuator Utilizing DC and AC Discharge Kumi NAKAI^{*,1}, Hiroyuki NISHIDA^{**} and Takashi MATSUNO^{***}

(Received February 5, 2017; Accepted April 26, 2017)

Tri-electrode plasma actuator (TED-PA) can generate stronger jet than that of conventional two-electrode type plasma actuator. The performance improvement of TED-PA is mainly contributed by EHD force generation near DC electrode, which becomes drastically larger than that near AC electrode when the DC voltage exceeds a threshold voltage. In this study, we try to enhance the EHD force generation near the DC electrode, and on the other hand, suppress that near the AC electrode to obtain strong wall-surface jet. First, we conducted the numerical simulation of discharge plasma based on the Drift-Diffusion model, and showed that the strong EHD force generation near the AC electrode. Second, we investigated the influence of the AC voltage waveform. As a result, when the ratio of negative-going voltage phase is reduced to 5 %, the TED-PA can induce a wall-surface jet while the jet strength is maintained. It is due to the significant decrease in the negative EHD force generation by negative ions.

1. はじめに

近年,誘電体バリア放電を利用したプラズマアクチュ エータ(Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator,以下 DBDPA)が能動的流体制御デバイスとして注目を集めて いる^{1,2)}. DBDPAは、図1(a)に示すように誘電体で分か れた二電極構造をしており、電極間に交流高電圧を印加 することで誘電体バリア放電が発生し、表面に沿ったジェ ットが誘起される.これは、放電で発生したプラズマ粒子

キーワード:プラズマアクチュエータ,誘電体バリア放 電, EHD 力, ジェット

* 東京農工大学 大学院工学府 (〒184-8588 東京都小金井市中町 2-24-16) Department of Mechanical Systems Engineering, Tokyo University of Agriculture and Technology, 2-24-16, Nakacho, Koganei, Tokyo 184-8588, Japan

** 東京農工大学大学院工学研究院 (〒184-8588 東京都小金井市中町 2-24-16) Institute of Engineering, Tokyo University of Agriculture and Technology, 2-24-16, Nakacho, Koganei, Tokyo 184-8588, Japan

*** 鳥取大学 大学院工学研究科 (〒680-8552 鳥取県鳥取市湖山町南 4-101) Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Tottori University, 4-101, Koyama-Minami, Tottori-shi, Tottori 680-8552, Japan

¹ kumi-nakai@st.go.tuat.ac.jp





が電場によって加速され,周囲ガス中の中性粒子と運動 量交換衝突をすることで電気流体力(Electrohydrodynamic force,以下 EHD 力)を生成するためである.DBDPA は, 機械的可動部を持たない単純構造,電気的に高速な制御 が可能など,多くの利点から汎用性に優れ,表面流れ制 御への応用が期待される.しかし誘起流速が数 m/s と小 さく,高速流において実用に足る制御効果を得られてい ないことが実用先を大きく制限している.産業的実用化 の加速に向け,ジェットを強化することが大きな課題の 1 つとされている.

ジェットを強化する方法の1つとして, 電極を追加し た三電極プラズマアクチュエータ(Tri-Electrode PA, 以 下 TED-PA)が提案されている^{3,4)}. TED-PA は図1(b) のように, 2枚の露出電極と1枚の被覆電極, 及びそれ らに挟まれる誘電体から構成され, 一方の露出電極(以 下, AC 電極)には数 kV, 数 kHz の交流電圧を印加し, 他方(以下, DC 電極)には±数kVの直流電圧を印加 する. これは, AC 電極で生じたプラズマを DC 電極で 引き寄せプラズマ領域を拡大することで、EHD 力の強 化を狙ったものである. DC 電極の追加により, 誘起す るジェットの運動量を約10.6倍,推力電力比を約6倍向 上できることが報告されている⁴⁾. しかし, TED-PAの 実用化に向けては主に2つの課題がある.まず1つは小 型化である.ジェット運動量を強化するためには、DC 電極に高電圧を印加する必要がある.しかし,実用化に 際してはアクチュエータを小型化する必要があり、小型 化に伴い電極間距離を狭めると、放電形態がアーク放電 へ移行しアクチュエータが破損してしまう。ゆえに、低 電圧で大きなジェット運動量を得られるよう高効率化が 求められる.2つ目はジェットの偏向である.ジェット 運動量が強化される条件下では、ジェットが垂直方向に 偏向するという特殊な挙動を示す(図1(b)). 偏向す るジェットは扱いづらく、流れの剥離を抑制する上では、 一般に水平方向ジェットが効果的であることが報告され ているが.

我々はこれまで、この2つの課題を解決するため、 TED-PAの駆動メカニズムについて放電プラズマシミュ レーションを用いて解析を行ってきた. 図2にAC 電極 側とDC 電極側で積分領域を分けて空間積分した水平方 向 EHD 力の直流電圧特性を示す. ある閾値電圧(8 kV) 以上を印加すると、AC 電極から EHD 力が生成される だけでなくDC 電極から逆向きの EHD 力が生成される. ジェットの偏向は、AC 電極と DC 電極での EHD 力に起 因する左右からの流れの衝突によって発生する. また、 DC 電極側の EHD 力は、直流電圧の増加に伴い急激に 強化されるのに対し、AC 電極側の EHD 力はほぼ変化 していない. 本来 DC 電極は、AC 電極の EHD 力を強化 する目的で追加されたが、DC 電極が生成する EHD 力が、 TED-PA のジェット運動量及び推力電力比の向上に大き く貢献していると言える. そこで、むしろ AC 電極側の



図2 水平方向 EHD 力の空間積分値の直流電圧特性

Fig.2 Volume integral value of horizontal EHD force versus DC voltage.

EHD 力を小さくし, DC 電極側の EHD 力を強化するこ とで, TED-PA の 2 つの課題を解決できると考えた.本 研究では, 偏向しない水平方向ジェットを効率的に生成 できるアクチュエータ開発のため, AC 電極側の EHD 力を抑制するとともに, DC 電極側の EHD 力を強化す ることを研究目的とする.

2. 解析モデル・解析条件

本研究では、放電プラズマのシミュレーションに Boeuf らが提案したプラズマモデルを用いている[®]. プ ラズマ粒子種として電子(添え字:e),一価の正イオン (添え字:p),一価の負イオン(添え字:n)を考慮する. プラズマの生成反応として、電子衝突による窒素分子の 電離と酸素分子の直接電離、酸素分子の解離性及び3体 電子付着、加えて、電子-正イオン間、正イオン-負イ オン間の再結合も考慮する.支配方程式として、各粒子 種についての Drift-Diffusion 方程式と、電場についての Poisson 方程式を連立して解く.支配方程式を以下の式 (1)から式(4)に示す.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \left(-n_e \mu_e \boldsymbol{E} - D_e \nabla n_e\right) = \left(\alpha - \eta\right) n_e |v_e| - r_{ep} n_e n_p \qquad (1)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \cdot \left(n_p \mu_p \boldsymbol{E} - D_p \nabla n_p \right) = \alpha n_e |v_e| - r_{ep} n_e n_p - r_{pn} n_p n_n \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \cdot \left(-n_n \mu_n E - D_n \nabla n_n \right) = \eta n_e |v_e| - r_{pn} n_p n_n \tag{3}$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon_r \boldsymbol{E}) = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_p - n_e - n_n) + \frac{e}{\varepsilon_0} \sigma \delta$$
(4)

ここで, n_k (k = e, p, n) は各粒子の粒子数密度, Eは 電場ベクトル, vは流速, μ_k は移動度, D_k は拡散係数, α は衝突電離係数, η は電子付着係数, r_{ep} , r_{pm} は再結合 係数, ε_0 は真空の誘電率, ε_r は比誘電率, e は電気素量, σ は表面電荷密度, t は時間を示す. 誘電体表面でのみ 1 となるクロネッカーのデルタ関数 δ を用いることで, 誘電体表面のみにおいて帯電を考慮する. 衝突電離係数, 電子付着係数, 電子の移動度は, 周囲気体を大気 (N₂:O₂ = 8:2) とし, Boltzmann solver BOLSIG+⁷⁷ により計算する. 正イオンの移動度, 負イオンの移動度は $\mu_p = \mu_n = 26.7/p$ [m²V¹s⁻¹] で設定する. ここでp は大気中の圧力を示す. 拡散係数は, Einstein の関係式: $D_e/\mu_e = 1$ V, $D_{pm}/\mu_{pm} =$ 0.01 V から求める.

Drift-Diffusion 方程式は有限体積法により時間発展的 に解く.ドリフト項は MUSCL 法で高次精度化した風上 差分,拡散項は二次精度中心差分で評価する.Poisson 方程式は半陰解 SOR 法を用いて解く.時間積分は近似 LU-ADI 法に基づく陰解法により行う.

図3にプラズマシミュレーションの計算領域を示す.



図 3 放電プラズマシミュレーションの計算領域 Fig.3 Plasma simulation domain.

初期条件として、低密度の一様なプラズマ $(n_e = n_p = 10^\circ)$ m⁻³, n_n = 10^o m⁻³) で満たす. 左右の計算領域境界におい ては対称境界条件を与え、上部境界においては粒子の吸 収境界条件を与える. 電極及び誘電体表面においては正 イオン衝突による二次電子放出を考慮している. 左側の 露出電極を DC 電極とし、右側の露出電極を AC 電極と する. AC 電極にはピーク値 12 kVm, 周波数 16 kHz の 交流電圧を印加する. これは、先行研究においてシミュ レーション結果を実験結果と比較することで、直流電圧 特性を定性的に再現できることが確認されている電圧条 件である⁸⁾.ゆえに、実験においても適切な条件を設定 することで、本研究のシミュレーション結果が成り立つ と考えられる. また, DC 電極には 14 kV の直流電圧を 印加する.本研究では、DC 電極側の EHD 力をさらに 強化することを目的とするため,図2に示すように, DC 電極側が AC 電極側よりも強い EHD 力を生成する条 件を選択している。計算格子数は水平方向に800点, 垂 直方向に250点とする。格子幅は、水平方向については 20 µm で一定とし、垂直方向については誘電体表面から の高さが1mmの位置までは20 µmとし、それ以上は等 比的にストレッチングをかける.

アクチュエータが生成する EHD 力については、プラ ズマ粒子から中性粒子へ衝突により移行される運動量 を、空間に働く EHD 力として算出する. EHD 力ベクト ルfの計算式を以下の式(5)に示す.

$$f = e \sum_{k=e,p,n} \left(\pm n_k E - \frac{D_k \nabla n_k}{\mu_k} \right)$$
(5)

3. 解析結果

3.1 追加電極がDC電極のEHD力生成に与える影響

まず, DC 電極が強い EHD 力を生成するにあたって, AC 電極が果たす役割を調査するため,従来の2電極型 において上部電極に DC 電圧を印加した場合,3電極目 を追加し,追加した電極をグラウンドに落とした場合,



図 4 水平方向 EHD 力の時間平均分布 Fig.4 Time-averaged distribution of horizontal EHD force.

そして追加した3電極目にAC電圧を印加した場合の3 条件について解析を行った.

時間平均した水平方向の EHD 力分布を図4に示す. 図4には DC 電極及び AC 電極近傍の領域(図4に示す 破線及び点線で囲まれた領域)で空間積分した EHD 力 の大きさを示している. (a) に DC 電極を上部に配置し た2電極型の場合、(b) にグラウンド電極を追加した3 電極型の場合,(c)にAC 電極を追加した3電極型の場 合の結果を示す.図4より,DC電極のみの(a)の場 合では EHD 力はほぼ生成されないのに対し、グラウン ド電極を追加した(b)の場合と AC 電極を追加した(c) の場合では DC 電極が EHD 力を生成する. これは.(a) の場合では定常状態において DC 電極近傍の誘電体表面 が帯電することにより、DC 電極近傍の電場強度が低下 し DC 放電が停止するのに対し, (b) と (c) の場合には, 追加した電極によって DC 電極近傍に放電を持続可能な 電場強度が維持されるためである。ゆえに、DC 電極が 定常状態において DC 放電及び EHD 力生成を維持する ために、電極を追加する必要がある.

また, DC 電極周りで空間積分した EHD 力の値を比 較すると, (c) の場合の方が(b) の場合より強い EHD 力を生成することがわかる.(b) では, 誘電体表 面上が十分帯電した定常状態において, グラウンド電極 から放出される二次電子のみが DC 放電の種となるのに 対し、(c) では AC 放電で生成された電子が DC 電極に 供給される.また、DC 放電における AC 電極の役割と しては、電子供給だけでなく、AC 放電によって帯電を 除去することによる電場への影響も考えられるが、AC 放電の進展距離が短く、帯電が除去されるのは AC 電極 近傍の領域のみに限られているため、DC 電極周りにお ける EHD 力生成への影響は小さいと考えられる.した がって、AC 放電による電子供給が、DC 電極周りでの EHD 力生成に効果的に働くと言える.

3.2 AC電極によるDC電極のEHD力強化メカニズム

続いて、AC 放電が DC 電極側での EHD 力生成に効果 的に働くメカニズムを解明するため、DC 電極側での正 のEHD 力生成メカニズム、及びAC 電極側での負の EHD 力生成メカニズムを調査する. AC 電極に流れる放 電電流の時間履歴を図5に、DC 電極周り及びAC 電極 周りで空間積分した EHD 力の時間履歴をそれぞれ図 6, 図7に示す.ここで、図6、図7においては、正イオン と負イオンのそれぞれが作る EHD 力,及びそれらの合 計値を分けてプロットしている.図5と図6,図7を比 較すると、AC 電極での放電発生に応じて DC 電極及び AC 電極周りの EHD 力が変動していることがわかる. AC 電極では、交流電圧の負勾配区間において負極放電 が、正勾配区間において正極放電が発生し(図5)、そ れぞれ異なる作用を DC 放電に及ぼすことが予測され る. そこで, AC 電極の放電電流の時間履歴に沿って, プラズマ密度分布の変化を調査した.電子の密度分布, 正イオンの密度分布、負イオンの密度分布の時間履歴を 図8に示す.図8の背景にはプラズマの流線と等電位線 を示している.また、図8の時刻に対応した記号を図5 から図7に付しており、(a) はt/T = 0.31, (b) はt/T =0.50, (c) は *t*/*T* = 0.70, (d) は *t*/*T* = 0.88 の時刻の結果 をそれぞれ示している.

まず、図6に示す DC 電極側の EHD 力の時間履歴を 見ると、DC 電極側は常に正極であるため、DC 放電で 生成された正イオンは右側に移動し、正の EHD 力を生 成することがわかる(一方で、負イオンは負の EHD 力 を作る). この正イオンが作る EHD 力は、AC 電圧の負 勾配区間における負極放電の発生に伴い急激に増加する (時刻(a)~(b)). このとき、プラズマ密度分布を見ると、 AC 電極の負極放電で生成された高密度の電子が DC 電 極に向かって移動し(図8(a))、DC 電極近傍の強い電 場によって衝突電離を起こすことで正イオンを生成して いることがわかる(図8(b)). つまり、負極放電で生 成された高密度電子が供給されることで、DC 放電が強



図 5 AC 電極に流れる放電電流の時間履歴 Fig.5 Time history of AC discharge current.



図6 DC 電極周りの EHD 力の時間履歴

Fig.6 Time history of volume integral horizontal EHD force around DC electrode.



図7 AC 電極周りの EHD 力の時間履歴

Fig.7 Time history of volume integral horizontal EHD force around AC electrode.

化され、それに伴い正方向のEHD力も強化される.一方、 時刻(b)においてAC電圧が正勾配に切り替わった後、 正極放電が発生する t/T = 0.74及び時刻(d)では、図6 よりDC電極側で生成される正方向のEHD力は強化さ れないことがわかる.このとき、図8(d)のプラズマ 密度分布を見ると、正極放電で生成された高密度電子は DC電極側に供給されず、DC放電及び正イオン生成が 強化されないことがわかる.これは、AC電極が正極と して働くために、電子が直ちにAC電極に引き寄せられ 衝突することで消滅するためである.したがって、AC 電極で発生する負極放電による高密度電子の供給が、 DC電極側のEHD力生成を強化するメカニズムである. 一方,図7に示すAC電極側のEHD力の時間履歴を 見ると、AC電圧の負勾配区間では負イオンが、正勾配 区間では正イオンが負のEHD力を生成するが、EHD力 生成のほとんどを担うのは負勾配区間である。これは従 来のDBDPAと同様の特性である⁹.

3.3 AC電極の印加電圧波形による影響

3.2節の EHD 力生成メカニズムに基づくと、AC 電極 での放電の形態と、電極間の電場によるプラズマ運動が、 DC 電極側及び AC 電極側における EHD 力生成を左右す る.特に、AC 電極の負極放電で生成された負イオンは、 電場によって AC 電極から DC 電極に向かって加速され ることで、AC 電極側だけでなく DC 電極側においても 負の EHD 力を生成する (図 8 (a) ~ (c)).ゆえに、負 極放電による負イオンの運動を抑制することができれ ば, DC 電極側の正の EHD 力生成をさらに強化するとと もに, AC 電極側の負の EHD 力生成の抑制につながると 予想される.

AC 電極の放電形態とプラズマ運動は、AC 電極の印 加電圧波形によって大きく影響される.特に、交流電圧 の一周期において、負極放電が発生する負勾配区間と正 極放電が発生する正勾配区間の占める割合を変化させる ことで、放電の強度や継続時間、及び AC 電極近傍の電 場が大きく変化すると考えられる.そこで、AC 電極の 印加電圧波形による EHD 力生成への影響を調査するた め、負勾配区間と正勾配区間からなるシンプルな鋸波形 を用い、交流電圧の周期を固定した上で、負勾配区間の 割合を 5%から 95%に変化させて解析を行った.AC 電 極に印加した電圧波形を図9に示す.



図 8 プラズマ密度分布の時間履歴:(左)電子密度,(中央)正イオン密度,(右)負イオン密度 Fig.8 Time variation of plasma distribution; (left) electron density, (middle) positive ion density, (right) negative ion density.



図 9 AC 電極の印加電圧波形 Fig.9 AC voltage waveform.

図 10 に時間平均した水平方向の EHD 力分布を示す. (a) に負勾配区間を5%, (b) に25%, (c) に50%, (d) に75%, (e) に95%としたときの結果を示しており, DC 電極及び AC 電極近傍で空間積分した EHD 力の大き さを図 11 に示す. 図 10, 11 より, 負勾配区間の割合の 変化によって, EHD 力分布を大きく変化させることが できており、負勾配区間を短くするほど、DC 電極側で 生成される正の EHD 力を強化でき、同時に AC 電極側 で生成される負の EHD 力が小さくなる. 誘起されるジ エットを考えると、(c)から(e)のような両電極から 向かい合う EHD 力が生成される場合にはジェットが偏 向するのに対し、(a)のように負勾配区間を短くする ことで水平方向のジェットを生成できる、さらに、ジェ ットの強度は DC 電極側と AC 電極側で生成される EHD 力の絶対値の足し合わせと考えられるため、波形による 強度の変化はほぼないと予測される.以上より、負勾配 区間を短くすることで、ジェットの強度を落とすことな く水平方向のジェットを生成することが可能である.

次に、負勾配区間を5%とすることで、DC電極側の 正の EHD 力を強化し、AC 電極側においても正の EHD 力を生成できるメカニズムを解明するため、負勾配区間 を5%とした場合と95%とした場合のEHD力生成の時 間履歴を比較する. DC 電極周りと AC 電極周りで分け て空間積分した水平方向の EHD 力の時間履歴をそれぞ れ図 12, 図 13 に示す.(a)に負勾配区間 5%,(b)に 負勾配区間 95%の場合の結果を示している.図12に示 す DC 電極側の EHD 力の時間履歴を見ると、負勾配区 間を95%とした場合と比較して負勾配区間を5%とした 場合には、正の EHD 力を生成する区間が大幅に増加し、 その最大値も増加していることがわかる.また、図13 に示す AC 電極側の EHD 力の時間履歴を見ると、負の EHD 力を生成する区間が減少し、代わりに正の EHD 力 を生成する区間が増加していることがわかる.これは, 負勾配区間を短くしすぐさま正勾配に切り替えること で、負極放電で生成された負イオンが作る AC 電極側及



図 10 AC 電極の印加電圧波形に伴う EHD 力分布の変化 Fig.10 Time-averaged distribution of horizontal EHD force depending on AC voltage waveform.



図 11 負勾配区間の割合に伴う EHD 力の変化

Fig.11 Volume-integral EHD force as a function of the ratio of negative-going voltage phase.



図 12 DC 電極周りの EHD 力の時間履歴

Fig.12 Time history of volume integral horizontal EHD force around DC electrode.



図13 AC 電極周りの EHD 力の時間履歴

Fig.13 Time history of volume integral horizontal EHD force around AC electrode.

び DC 電極側における負の EHD 力を抑制できるためで ある.

4. まとめ

本研究では、DC 電極の EHD 力生成をメインとしたア クチュエータ開発を目的とし、プラズマシミュレーショ ンによる解析を行った.まず、DC 電極側では DC 放電で 生成される正イオンによって正の EHD 力が生成され、正 の EHD 力は AC 電極を追加した場合に最も強化されるこ とがわかった.これは、AC 電極での負極放電による高 密度電子の供給により、DC 放電が大幅に強化されるた めである.続いて、AC 電極の印加電圧波形による影響 を調査した.その結果、負勾配区間の割合により EHD 力 は大きく変化し、負勾配区間 5%波形によって水平方向 のジェットを、強度を落とすことなく生成できることが わかった.これは、負極放電で生成される負イオンが作 る負の EHD 力を大幅に抑制できるためである.

参考文献

- N. Benard and E. Moreau: Electrical and Mechanical Characteristics of Surface AC Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator Applied to Air Flow Control. Experiment in Fluids, 55 [1846] (2014) 1-43
- T. C. Corke, M. L. Post and D. M. Orlov: SDBD Plasma Enhanced Aerodynamics: Concepts, Optimization and Applications. Progress in Aerospace Science, 43 (2007) 193-217
- E. Moreau, R. Sosa and G. Artana: Electric Wind Produced by Surface Plasma Actuators: a New Dielectric Barrier Discharge Based on a Three-Electrode Geometry. Journal of Physics D: Applied Physics, 41 [11] (2008) 115204
- T. Matsuno, M. Sugawara, H. Kawazoe and H. Nishida: Development of Serrated Multi-Electrode Plasma Actuators for Enhanced Force Production. 2016-1691, AIAA Scitech, San Diego (2016)
- K. Fujii: High-Performance Computing-Based Exploration of Flow Control with Micro Devices. Philosophical Transactions of the Royal Society A, 372 (2014) 1471-2962
- 6) J. P. Boeuf, L. C. Pitchford: Contribution of Positive and Negative Ions to the Electrohydrodynamic Force in a Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator Operating in Air. Journal of Applied Physics, **106** (2009) 23115 1-9
- BOLSIG+: http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/, (2017-04-05)
- H. Nishida, K. Nakai and T. Matsuno: Physical Mechanism of Tri-Electrode Plasma Actuator with Direct-Current High Voltage. AIAA Journal,

https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/1.J055560, (2017-04-05)

 H. Nishida and T. Abe: Validation Study of Numerical Simulation of Discharge Plasma on DBD Plasma Actuator, 2011-3913, AIAA, Hawaii (2011)