

小特集 プラズマアクチュエータの動向

2. DBD プラズマアクチュエータの作動原理と基本特性

2. Working Mechanism and Basic Characteristics of DBD Plasma Actuators

西田浩之¹⁾, 清水一男²⁾, 安部隆士³⁾, 小方 聡⁴⁾

NISHIDA Hiroyuki¹⁾, SHIMIZU Kazuo²⁾, ABE Takashi³⁾ and OGATA Satoshi⁴⁾

¹⁾東京農工大学, ²⁾静岡大学, ³⁾宇宙航空研究開発機構, ⁴⁾首都大学東京

(原稿受付: 2015年7月10日)

誘電体バリア放電 (Dielectric Barrier Discharge, DBD) プラズマアクチュエータ (以降, プラズマアクチュエータ) は, 大気圧バリア放電により生じる電気流体力学的作用を利用して雰囲気気体の流れを誘起し, それを流れ制御に応用するデバイスである. 大気圧放電と雰囲気気体の干渉からなる作動原理については不明な点も多く, また生じる流れ場についても, 駆動パラメータ・形状・材質に応じて変化し単純な数値モデルで予測することは難しい. ここでは, これまでの研究成果を基に作動原理と基本特性について紹介する. まず, 流体モデルにより大気圧下におけるプラズマ反応と運動を定式化し, 流れが誘起される基礎原理について説明する. 次に, 放電構造と体積力場の概略を数値シミュレーション結果から述べ, 最後に流体制御性能に関する基本特性について, 流れを誘起することにより生じる反力 (推力) と流れ場の観点から, 実験研究の結果から説明する.

Keywords:

Dielectric barrier discharge, plasma actuator, fluid model, body force field, flow field

2.1 作動原理

プラズマアクチュエータ (図1) では, 大気圧低温プラズマが用いられるため, イオンや電子の密度は中性粒子の $10^{-7} \sim 10^{-3}$ 倍程度しか存在しない[1]. したがって, 気体の運動を決定づけるのは中性粒子である. しかし, 電荷をもたない中性粒子は電磁界から力を受けないため, クーロン力により加速されるイオンや電子との間に運動量の違いが生じる. 粒子同士の衝突により各粒子の間で運動量輸送が起こる. つまり, イオンや電子との衝突により, 運動量が中性粒子へと輸送されることで, 気体流れとして観測されるのである[2]. この現象はイオン風として古くから知られており[3], 1709年に Francis Hauksbee が初めて発見したといわれている[4].

プラズマアクチュエータの動作原理を理解するには種々の粒子種に応じた衝突過程を考慮する必要がある. しかし, 大気圧下での個々の粒子運動を追跡するのは現実的に不可能である. そこで, 複数の粒子をひとまとめにした超

粒子や, 粒子運動を平均化して流体として取り扱うプラズマ流体モデルを用いて大気圧プラズマの解析に用いることが多い. 本節では, プラズマ流体モデルによるプラズマアクチュエータの基礎原理について述べる.

大気圧の気体を対象として, 流体の方程式を述べる. 今考えているのは, 低温プラズマであるため, 多価イオンは無視する. したがって, 粒子種は中性粒子, 電子, 一価の正イオン, 一価の負イオンである. 先ず, 中性粒子の流れについて考える. 低温プラズマでは, 大部分が中性粒子であるので, 中性粒子の運動はそのまま対象流体の運動となる. 中性粒子に作用する体積力として, 他粒子種との衝突による運動量輸送がある. 中性粒子から電子やイオンへの運動量輸送は無視できるため, 中性粒子に作用する体積力 \mathbf{f} は式(1)のように表される[5].

$$\mathbf{f} = \nu_{mp} n_p m_p \mathbf{u}_p + \nu_{mn} n_n m_n \mathbf{u}_n + \nu_{me} n_e m_e \mathbf{u}_e \quad (1)$$

添え字の p, n, e はそれぞれ一価の正イオン, 一価の負イオン, 電子を表している. 先ず, 正イオンとの衝突による運動量輸送を考える. ν_{mp} は中性粒子と正イオンの弾性衝突周波数, n_p は正イオン密度, m_p は正イオンの質量, \mathbf{u}_p は正イオンの流速である. $m_p \mathbf{u}_p$ は正イオン一個がもつ運動量であり, 単位時間に ν_{mp} 回中性粒子と弾性衝突するので, 一個の正イオンは単位時間に $\nu_{mp} m_p \mathbf{u}_p$ の運動量を中性粒子に与えると考えられる. したがって, 単位時間, 単位体積当たりでは, 正イオンは中性粒子に $\nu_{mp} n_p m_p \mathbf{u}_p$ の運動量を与える. これは, 中性粒子に作用する体積力に等しい.

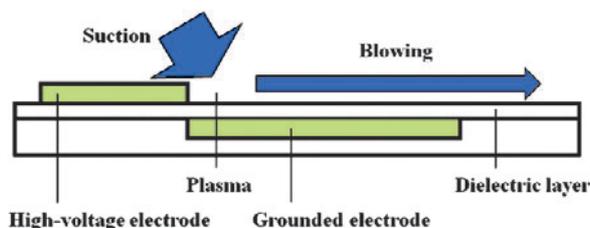


図1 プラズマアクチュエータの例.

負イオン，電子についても同様に考えることで式(1)が得られる。

ここで，正イオンの移動度 μ_p について， e を素電荷， ν_{Tp} を正イオンの全衝突周波数として，

$$\mu_p = \frac{e}{\nu_{Tp} m_p} \approx \frac{e}{\nu_{mp} m_p} \quad (2)$$

と近似できる．なぜならば，今考えているのは低温プラズマであるから，正イオンの衝突の相手は大部分が中性粒子であり，種々の衝突の中でも弾性衝突が支配的なためである．負イオン，電子の場合も同様に考えると，体積力の計算式(3)が得られる[6]．ここで， \mathbf{j} は電流密度を表す。

$$\mathbf{f} = \frac{en_p \mathbf{u}_p}{\mu_p} + \frac{en_n \mathbf{u}_n}{\mu_n} + \frac{en_e \mathbf{u}_e}{\mu_e} = \frac{\mathbf{j}_p}{\mu_p} - \frac{\mathbf{j}_n}{\mu_n} - \frac{\mathbf{j}_e}{\mu_e} \quad (3)$$

電流の成分としてドリフト電流のみを考慮して式(4)が得られる． \mathbf{E} は電界である。

$$\mathbf{f} = e(n_p - n_n - n_e) \mathbf{E} \quad (4)$$

したがって，中性粒子の流れ，即ち気体流れに対するナビエ・ストークス方程式は式(5)で与えられる[7]．一般にプラズマアクトチュエータにより誘起される気体流れは，気体の圧縮性は無視できるほど低速である．また低温プラズマでは電離による中性粒子数の減少は無視できるため，気体は非圧縮性としてよい． \mathbf{u} は流体の流速， ρ は気体の質量密度， ν は気体の動粘度である。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{1}{\rho} e(n_p - n_n - n_e) \mathbf{E} \quad (5)$$

また，非圧縮性の流れ場を決定するには，ナビエ・ストークス方程式の他に，式(6)に表される連続の式を満たす必要がある[8]．式(5)のナビエ・ストークス方程式と，式(6)の連続の式を連立することで流速・圧力分布を計算できる．ただし，固体表面ですべりなし(速度0)などの境界条件を設定する必要がある。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (6)$$

大気圧下のイオンや電子の振る舞いについては，ナビエ・ストークス方程式よりも簡単なドリフト-拡散方程式が用いられることが多い．正イオン，負イオン，電子の方程式をそれぞれ式(7)~(9)に示す[9]．ここで， D を粒子の拡散係数と呼ぶ．ただし，拡散係数，即ちイオン温度や電子温度は時空間的に一定の値をとると仮定している。

$$n_p \mu_p = \mu_p n_p \mathbf{E} - D_p \nabla n_p \quad (7)$$

$$n_n \mu_n = -\mu_p n_n \mathbf{E} - D_n \nabla n_n \quad (8)$$

$$n_e \mu_e = -\mu_e n_e \mathbf{E} - D_e \nabla n_e \quad (9)$$

また，これらの荷電粒子に対する連続の式は，中性粒子の場合と異なり，電離や再結合などの生成や消滅を考慮する必要がある．ここでは，イオンによる衝突電離や光電離，放射再結合などは無視して，電子による衝突電離，電子付着，三体再結合のみを考慮する．すると，正イオン，負イ

オン，電子に対する連続の式はそれぞれ式(10)~(12)と書くことができる[10]．

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \cdot (n_p \mathbf{u}_p) = \alpha n_e |u_e| - r_{pn} n_p n_n - r_{pe} n_p n_e \quad (10)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \cdot (n_n \mathbf{u}_n) = \beta n_e |u_e| - r_{pn} n_p n_n \quad (11)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{u}_e) = \alpha n_e |u_e| - \beta n_e |u_e| - r_{pe} n_p n_e \quad (12)$$

α は衝突電離係数， r_{pn} は正イオンと負イオンの再結合係数， r_{pe} は正イオンと電子の再結合係数， β は電子と中性粒子の衝突結合係数である．これらのドリフト-拡散方程式と連続の式を連立させることで，各荷電粒子の挙動を記述できる．ただし，電極や誘電体表面において適切な境界条件を設定する必要がある。

これらの荷電粒子の運動による二次的な電磁界が形成されるため，運動方程式や連続の式以外にもマクスウェルの方程式を満足する必要がある．しかし一般にプラズマアクトチュエータでは，磁界の影響をほとんど無視できる準静電界であるため，電界 \mathbf{E} に対してスカラーポテンシャル ϕ が存在し，マクスウェル方程式の代わりにポアソン方程式を解くだけでよい[11]．

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (13)$$

$$\{\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \phi)\} = \frac{e(n_p - n_n - n_e)}{\epsilon_0} \quad (14)$$

ϕ を特に電位と呼ぶ． ϵ_r は媒質の比誘電率であり， ϵ_0 は真空中の誘電率である．以上の方程式を連立することでプラズマアクトチュエータにより誘起された気体流れを解くことができる。

また，エネルギー方程式と状態方程式を連立することで，気体の温度分布を計算できる．今，気体を非圧縮性と仮定しているので，密度一定が状態方程式である．したがって，式(15)の非圧縮の低速流れに対するエネルギー方程式を解けばよい[8]．

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \quad (15)$$

c_p は等圧比熱， κ は熱伝導率である．右辺第2項はジュール熱による加熱である．ジュール熱を全空間で積分した値がプラズマの電力 P_{plasma} である．その値は式(16)で表せられる．また，プラズマアクトチュエータにより誘起された気体流れの仕事率 P_{flow} は式(17)の通りである。

$$P_{\text{plasma}} = \int dV \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \quad (16)$$

$$P_{\text{flow}} = \int dV \mathbf{f} \cdot \mathbf{u} \quad (17)$$

したがって，プラズマアクトチュエータの効率 η は，式(18)で与えられる[12]．ただし，誘起流の仕事率や電力について時間平均をとった。

$$\eta = \frac{P_{\text{Flow}}}{P_{\text{Plasma}}} = \frac{\frac{1}{T} \int dt \int dV \mathbf{f} \cdot \mathbf{u}}{\frac{1}{T} \int dt \int dV \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}} \quad (18)$$

プラズマアクチュエータの効率は良くても数%である[13]。これは、投入されたエネルギーのほとんどがプラズマの維持に使われ、熱として散逸するためである[14]。(清水一男)

2.2 放電プラズマの構造と体積力場

先に述べたとおり、放電プラズマの生成と運動がプラズマアクチュエータ駆動の源である。本節では、プラズマ構造と生成される体積力場について概説する。

図2にプラズマ発光を露光時間3秒で撮像した写真を示す。図2(a)がプラズマアクチュエータの上面から、(b)が側面から撮像したものである。図の通り、高電圧電極端から長さ1~2mmの様なプラズマが進展しているように観察される。

放電プラズマの特性を解析する上で、近年、数値シミュレーションが有効なツールとなっている。プラズマアクチュエータの研究においては、式(10)~(14)を連立して解く手法が一般的に用いられる[5,6]。図3に、プラズマアクチュエータの放電を3次元シミュレーションした結果を示す。印加電圧波形は振幅8kV_p、周波数50kHzの正弦波である。プラズマアクチュエータの上面から見た電子密度分布のスナップショットであり、(a)に印加電圧波形が正勾配時(電圧が時間と共に高くなる時)について、(b)に負勾配時(電圧が時間と共に低くなる時)について示す。実験で一見一様に見える放電(図2)は、図3から多数のマイクロ放電から構成されたものであることがわかる。図4に放電電流波形と電圧波形を示す。マイクロ放電は生成と消滅を繰り返しており、図4に見られる多数の電流パルスの一つが一つのマイクロ放電生成に対応する。次に、図3(a)と(b)で放電形態が明らかに異なることがわかる。印加電圧波形が正勾配時には、誘電体表面の帯電により印加電圧の極性に関わらず高電圧電極は陽極として働く。この

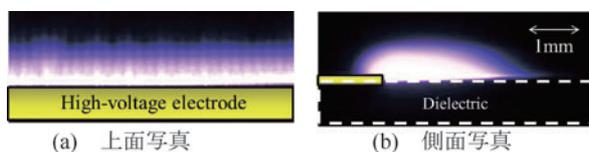


図2 放電プラズマの発光。

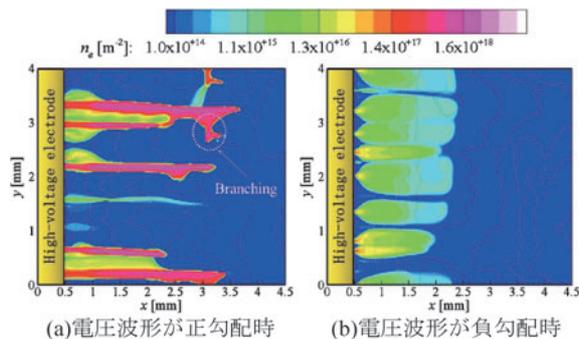


図3 電子密度分布。

時、図3(a)の様なストリーマ型の分枝構造を伴ったフィラメント状放電が生じる。一方、負勾配時には陰極放電が生じ、図3(b)の通りグロー型の拡散的なプラズマ構造をもったマイクロ放電が生じる。これらの放電構造の特徴は、高速度カメラによるプラズマ撮像によっても観察されている[15]。

数値シミュレーション結果からは体積力場の詳細な情報も(式(3)より)同時に得ることができる。図5に、体積力の時間変化を印加電圧の一周期分プロットする。ただし、誘電体表面に沿った方向の体積力の空間積分値(F_x)をプロットしている。

図5から、印加電圧波形の正勾配時と負勾配時の双方で正の(流体を図1右方向に加速する)体積力が生じていることがわかる(Push-Push力)。これは、電圧波形が正勾配時(高電圧電極が陽極)には正イオンが、負勾配時(高電圧電極が陰極)には負イオンが体積力生成を担っていることを示している。しかしながら、近年の実験研究の中には、正勾配時には負の体積力が生じている(Push-Pull力)と報告されている例もあり[16]、未だ議論の余地がある。いずれにしても、正勾配時のストリーマ型放電は高密度のプラズマが電界を遮断する為に体積力生成にあまり寄与せず、負勾配時の放電が体積力生成に大きく寄与すると考えられている。図6に時間平均した体積力の分布を示す。高電圧

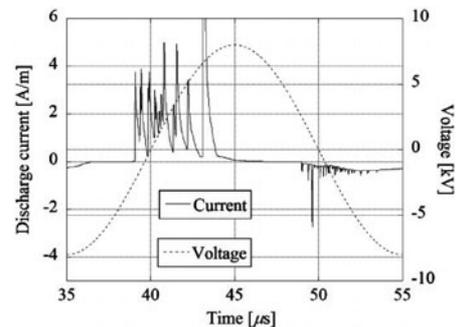


図4 印加電圧波形と放電電流波形。

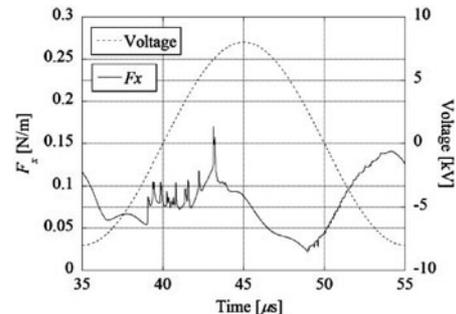


図5 x方向体積力の時間変動。

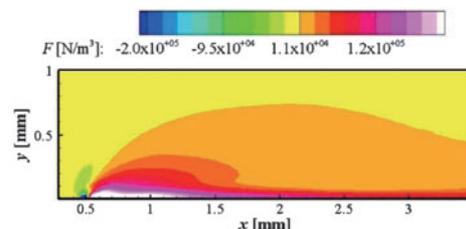


図6 時間平均したx方向体積力の分布。

電極端に近傍に強い体積力が生成されることがわかり、体積力が働くのは誘電体表面に近いごく薄い領域（～2 mm）である。（西田浩之）

2.3 推力の基本特性

プラズマアクチュエータは、標準的には、大気圧下で、電極は細長の電極に正弦波的な高圧電圧で駆動される。本節では、これらの条件を変えて駆動した場合の諸特性について簡単にまとめる。なお、本節の内容は、概ね Abe *et al.* の論文[17]に基づく。

諸特性を議論するにあたり、試験条件を述べる[17]。プラズマアクチュエータは、エポキシ樹脂の平板（72 mm×38 mm、厚み 1.8 mm）の表裏に細長形の電極を張り付けた構造である。表、裏の電極は、長辺を並行なままずらして設置され、電極は幾何学的に重なることなく、両端の間には、1 mm の隙間がある。アクチュエータは減圧可能なタンク内に設置され、タンク内の静止した雰囲気気体中で駆動される。アクチュエータの挙動は、雰囲気気体がアクチュエータ表面に沿って流される反動としてアクチュエータ全体が受ける力（推力）を秤により計測される。

雰囲気気体（空気）の圧力を大気圧から減じた時の挙動を図7に示す。推力は一旦上昇した後に減少していく。また、放電領域は大気圧では、電極付近に局在するが、圧力の減少とともに、平板に沿う方向のみならず、垂直方向にも拡大する。このため、圧力を十分減少させると裏の電極との間で短絡を生じるようになり、駆動不能となる。圧力を大気圧より増加させると次第に推力も減少することが知られている。

このような圧力依存性は、低圧状態では、推力を作り出す母体である質量そのものが少なくなるものの放電領域は拡大すること、逆に、高圧状態では、推力を作り出す質量そのものが多くなるものの放電領域は減少することの拮抗により生じるものとして、定性的に理解できる。

推力は雰囲気気体の種類にも依存する。図7に示すように、窒素ガスでは空気に比較して大きく減じており、大気中の酸素が大きな寄与をすることがわかる。また炭酸ガスでも空気に比較して小さな推力となる。圧力依存性は、いずれの気体でも同様な傾向を示す。

推力は印加電圧波形に強く依存するが、ここでは波形そ

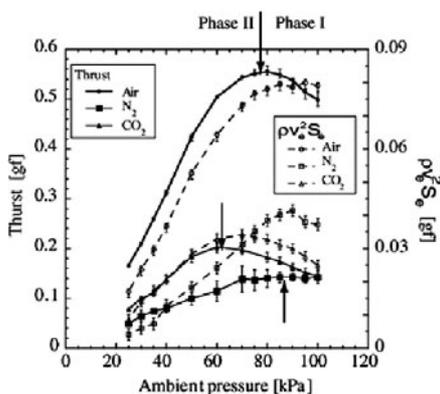


図7 推力の圧力依存性。

のものは正弦波であるとし、周波数、電圧強度への依存性について述べる。図8、図9に示すように、電圧が増加するとともに、推力も増加する。また、周波数が増加するとそれに応じて推力も増加する。増加の仕方は、線形的というより非線形であり、再現性についてもややばらつきを示す。これは、駆動を繰り返すことにより、樹脂の表面が変化することとも関連すると思われる。

プラズマアクチュエータの推力は、ここで示した以外にも、高電圧の波形そのものや、電極の構造にも依存することがわかっている[18]。（安部隆士）

2.4 流れ場の基本特性

本節では、誘起される流れ場の基本的構造と、電極形状による流れ場の変化について述べる。本節のプラズマアクチュエータは誘電体に PTFE（厚さ 160 μm）、表裏電極に銅箔（厚さ 35 μm）を用いており、電極形状は PCB プロセスによりエッチングで作製された。高電圧電極形状は図10(a)および(b)に示す2種類である。図10(a)は一般的な形状で高電圧電極幅 5 mm、接地電極幅 10 mm、高電圧電極と接地電極の間隔は 0 mm である。奥行き方向の長さは両

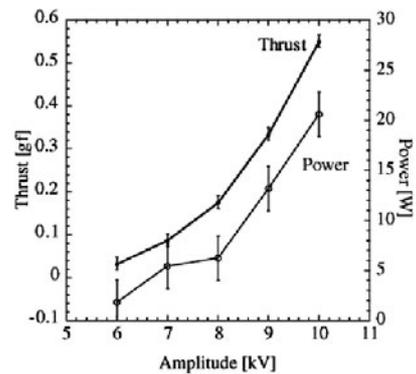


図8 推力の電圧依存性。

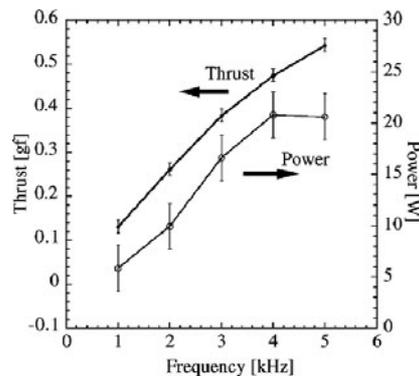
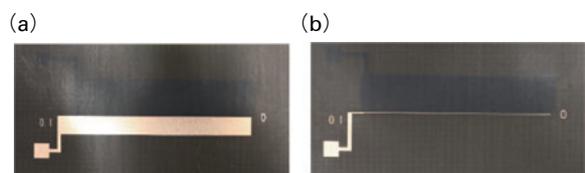


図9 推力の周波数依存性。



(a)通常電極 (b)細線型電極
図10 供試プラズマアクチュエータ。

方の電極とも 40 mm とした。一方、**図10(b)**は高電圧電極幅のみ 0.1 mm と非常に微細にしたもので、その他のサイズは**図10(a)**と同一である。

図11に実験装置の概略図を示す。プラズマアクチュエータの誘起噴流の X-Y 断面の速度ベクトルを PIV 法 (Particle Image Velocimetry) を用いて解析した。プラズマアクチュエータはアクリル樹脂製の容器内に設置されたステージ上に両面テープで固定した。トレーサには 1 μm 程度に微粒化された DOS (Dioctyl Sebacate) を用いた。誘起噴流はダブルパルス Nd:YAG レーザー (Litron Lasers, NANO S30-15PIV) で可視化され、クロスコリレーションカメラ (TSI, PIVCAM13-8, 1,280 \times 1,024 画素) で画像を取得した。電源には PSI-PG1040F (PSI) を用いた。実験は周波数を 5 kHz に固定し、印加電圧 V_{pp} を 4~9 kV に変化させて行った。電圧波形は疑似矩形波である。

図12にそれぞれのアクチュエータの中央部分における時間平均の PIV 解析結果をコンター図で示す。印加電圧は

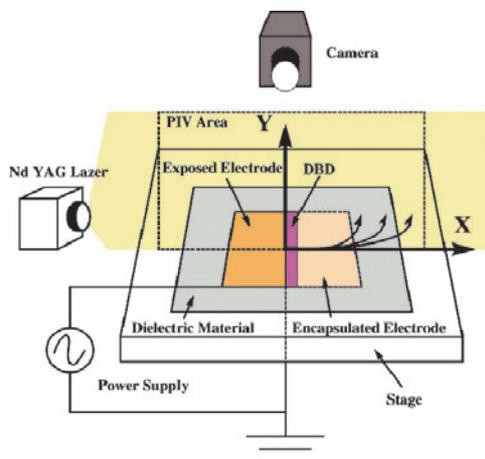


図11 PIV システム。

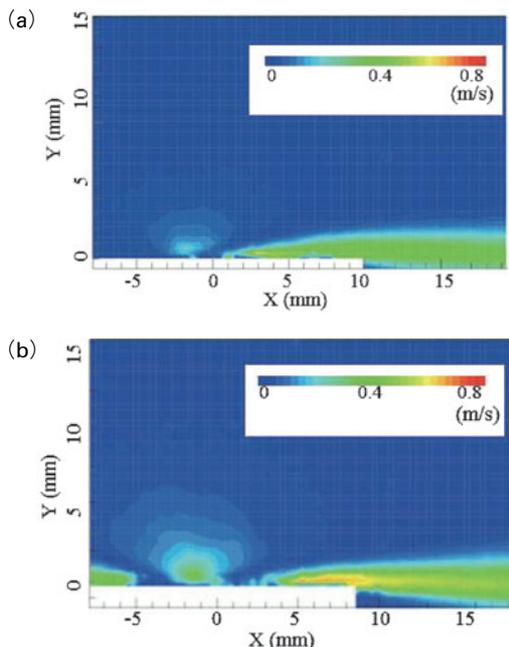


図12 PIV 結果。(a)通常型アクチュエータ。(b)細線型アクチュエータ。

$V_{pp} = 5 \text{ kV}$ である。**図12(a)**よりプラズマアクチュエータによる噴流は高電圧電極上方で巻き込みの領域が生じ、壁面近傍で接地電極方向に加速された噴流を生成することがわかる。一方、同じ電圧にも関わらず、細線型電極では接地電極方向の速度が増加する (**図12(b)**)。さらに、反対側 (X の負方向) にも噴流が形成され、巻き込み領域も増加する。上部電極幅が流れに及ぼす影響に関する研究はほとんどないが、非常に微細な構造にした場合は通常電極とは異なる流れが生じる。これは DBD の生成領域が接地電極側だけでなく反対側にも広がったことに起因すると考えられる。

図12(a)を $X = 10 \text{ mm}$ の位置で速度分布にした結果を**図13**に示す。印加電圧は $V_{pp} = 4 \sim 9 \text{ kV}$ とした。プラズマアクチュエータは接地電極方向に噴流を生じるが、実際には壁面におけるすべりなし境界条件のために、本研究の条件ではアクチュエータから約 1 mm の位置に最大速度を有する。また、従来の報告と同様に印加電圧の増加に伴い生成する誘起噴流速度が増加する。細線以外の形状に関しては文献[19]を参考のこと。(小方 聡)

2.5 まとめ

本章では、プラズマアクチュエータの作動原理に関わる基礎理論と、放電構造・体積力・流れ場の基本特性について、これまでの研究成果から明らかになっていることを紹介した。未だ不明な点も多い作動原理と作動特性への理解を深めることは、プラズマアクチュエータの研究開発を促進する上で重要であり、更なる緻密な研究が期待される。(西田 浩之)

参考文献

- [1] 水野 彰他：プラズマ・核融合学会誌 **83**, 913 (2007).
- [2] M. Robinson, Trans. Am. Inst. Elec. Eng. **80**, 143 (1961).
- [3] 静電気学会：静電気ハンドブック (オーム社, 1998).
- [4] M. Robinson, American J. Phys. **30**, 366 (1962).
- [5] J.P. Boeuf *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, 652 (2007).
- [6] H. Nishida *et al.*, World Academy of Science, Eng. and Tech. **6**, 254 (2012).
- [7] G.G. Stokes, Trans. of the Cambridge Philosoph. Soc. **8**, 287 (1849).
- [8] M. Gadelhak, *Flow Control* (Cambridge University Press, 2000).

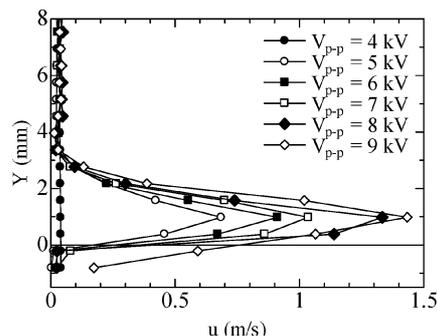


図13 速度分布に印加電圧が及ぼす影響。

- [9] A.V. Likhanskii *et al.*, J. Appl. Phys. **103**, 053305 (2008).
- [10] S. Yamamoto *et al.*, J. Appl. Phys. **113**, 243302 (2013).
- [11] B. Jayaraman *et al.*, J. Heat Transfer **129**, 139 (2007).
- [12] 大河内翔平 他：ながれ **29**, 271 (2010).
- [13] E. Moreau *et al.*, J. Electrostat. **64**, 215 (2006).
- [14] J. R. Roth *et al.*, AIAA paper 2006-1203 (2006).
- [15] N. Benard *et al.*, Appl. Phys. Lett. **100**, 193503 (2012).
- [16] M. Neumann *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **46**, 042001 (2013).
- [17] T. Abe *et al.*, AIAA J. **46**, 2248 (2008).
- [18] T. Abe *et al.*, AIAA paper 2007-187 (2007).
- [19] H. Hagiwara *et al.*, AIAA paper 2014-2667 (2014).