

研究論文

微小重力下における直流電界中での燃焼液滴周りの流れ場に関する考察

Discussion on the Flow Field around Burning Droplets in a DC Electric Field under Microgravity

今村 宰, 山下 清孝, 大坂 淳, 西田 俊介, 津江 光洋, 河野 通方
 (Osamu IMAMURA) (Kiyotaka YAMASHITA) (Jun OSAKA) (Shunsuke NISHIDA) (Mitsuhiro Tsue) (Michikata KONO)
 東京大学 東京大学 名古屋大学 東京大学 東京大学 東京大学
 (Univ.of Tokyo) (Univ.of Tokyo) (Nagoya Univ.) (Univ.of Tokyo) (Univ.of Tokyo) (Univ.of Tokyo)

Since flame contains many ions, flame is affected by external electric field. On the other hand, the electric field is affected by the flame because the ions in the flame move by the electric field. This interaction effect should be considered when effect of the electric field on combustion behavior is discussed. In this study, two experiments were performed in order to estimate the change of the electric field. The first one is soot velocity measurement in toluene single droplet combustion under microgravity and the result shows that the farther distance from the droplet is, the larger the soot velocity is. This tendency of the soot velocity is consistent with the electric field predicted by one dimensional assumption that is steady state of electric current density and gas velocity. In addition, the electric voltages estimated from the measured soot velocity are in quite good agreement with the voltages applied between electrodes during experiment. These results indicate the electric field is affected by the existence of the flame. Another experiment is a research on effect of electrodes gaps in order to examine the change of the electric field. Microgravity combustion experiments of *n*-octane two droplets are performed out. The result is considered to be reasonable when it is arranged by the applied voltage divided by the 1.5 power of the distance between the electrodes. Although this discussion bases on the steady state assumption, the results indicate the considering of the change of the electric field is necessary when the effect of the electric field on the combustion behavior is discussed.

Keywords: Droplet, Combustion, Electric Field, Flow Field, Soot Velocity, Microgravity, Change of Electric Field, Interaction between Flame and Electric Field

1. はじめに

火炎中には化学反応に由来するイオンや電子が含まれているため、火炎は外部電界の影響を受けることが知られている⁽¹⁾。著者らは特に液滴燃焼に及ぼす電界の影響について過去に研究を行ってきた⁽²⁾。液滴燃焼は噴霧燃焼の基礎と考えられ、液滴燃焼に及ぼす電界の影響について調べることは噴霧燃焼の制御という観点から非常に興味深い。著者らの過去の微小重力環境を用いた実験的な研究においては、電界によって液滴周りに誘起される流れ場が液滴燃焼に影響を与えることが示唆されおり、直流電界が液滴燃焼に及ぼす影響として燃焼速度定数の増加⁽³⁾や火炎内のすす量の低減⁽⁴⁾、浮力の制御の可能性⁽⁴⁾などを報告してきた。

このように電界は燃焼現象に影響を及ぼす一方で、電界中では火炎中に含まれるイオンが移動するため火炎の存在によって電界に影響が生じる。すなわち電界が燃焼現象に与える影響を評価するにあたっては、火炎が存在することによる電界の変化を含めて検討する必要がある。電界が燃焼に与える影響についての研究報告は様々なものがあるが、燃焼が電界にどのような影響を与えているのかについて言及しているものは数少ない。著者らの過去の研究においても燃焼現象が電界にどのような影響を与えるのかについて考察、検証は行っていない。

以上のような背景から、本報では2つの微小重力燃焼実験を通して燃焼液滴周りの電界の変化について検討する。第一

の実験は直流電界中でのトルエン液滴の燃焼において、すす粒子の速度を計測しその結果から電界の変化、およびその概略について検討するものである。第二の実験は直流電界中における正オクタン⁽⁵⁾の二液滴燃焼における実験結果から、第一の実験で推定された電位分布の妥当性を検証する。以上の実験結果および考察から、燃焼現象が電界に与える影響について示唆を得たので、その結果について以下に述べる。

2. 単一液滴燃焼時のすす粒子速度測定 (電位分布推定)

2.1 トルエン単一液滴燃焼時のすす粒子速度測定

第一に電界の変化についての情報を得るため、すす粒子の速度測定を行った。後述のようにすす粒子の速度の空間変化を観察することで、電界の空間分布を推定する。なお一般にすす粒子は正に帯電していることが知られている⁽¹⁾。実験装置の概要を図1に示す。図に示されるように、燃料液滴は直径0.125mmの石英線によって支持され電極間にて燃焼が行われる。電極には燃焼により誘起される流れ場への影響を考慮して金網を用いており、電極間隔は50mmである。すべての実験は東京大学工学部落下塔にて得られた微小重力環境下で行われた。微小重力環境下ではすす粒子が大きく凝集することが知られており⁽⁶⁾、本研究ではCCDカメラで直接撮影可能な巨大なすす粒子に注目して、PTV法の原理でその移動速度を計測した。撮影したすす粒子の大きさは小さくとも30 μ m程度と見積られる。撮影には高速度CCDカメラ(NAC社、MEMRECAM Ci-Expo 500fps)を用いた。図1に示されるように、輝炎の影響を避けてすす粒子の移動を観察するた

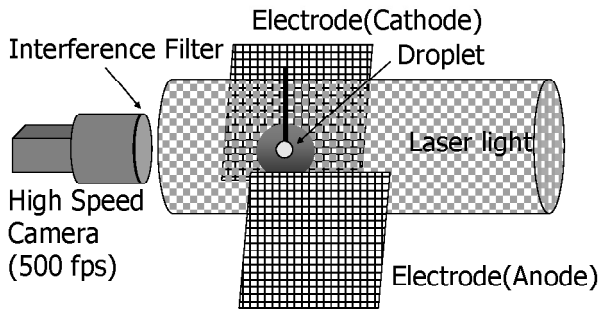


Fig. 1 Measurement system of soot velocity

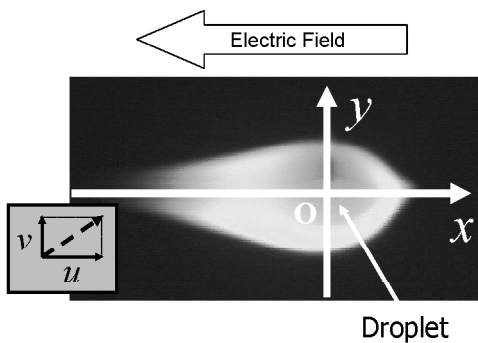


Fig. 2 Definition of coordinate

め、バックライト（波長532nmのレーザー光）と干渉フィルターを用いて撮影を行った。

実験は石英線の先端に液滴を生成した後に電極間に電圧を印加し、微小重力環境に移行した直後に液滴を点火した。本研究で用いた燃料はトルエンであり、燃焼開始時の液滴径は $0.8 \pm 0.1 \text{ mm}$ の範囲内にある。電極間の印加電圧 V は 0 kV から 6 kV の範囲内であり、この範囲の印加電圧において放電は観察されなかった。雰囲気気体は室温、大気圧の空気である。

2.2 実験結果と電位分布に関する考察

図2には干渉フィルターおよびバックライトを用いない場合の火炎写真を示す。火炎写真において左に陰極、右に陽極がある。この図に示されるように火炎は一般的に陰極に引きつけられるように変形する。これは火炎中に含まれる負電荷の担体の多くが電子であることと関連している。火炎中にはイオンや電子が含まれているが、その数密度は中性ガスの分子に比べて8桁程度小さいと言われており⁽¹⁾、火炎の変形を考える上ではイオンや電子の移動よりも中性分子の移動に着目する必要がある。中性分子は電界から直接影響を受けないが、電界によって加速されたイオンや電子との衝突によって電界方向に運動量を得る。電子は中性分子との衝突回数がイオンに比べて少なく、またその質量も小さいことから、中性分子が受ける運動量についてはイオンによる衝突を考えれば一次近似としては十分である。負電荷の担体の多くは電子であるから、中性粒子が受け取る運動量は正イオンの移動と同じ方向となる。そのため図2に示されるように陰極方向に引きつけられるように火炎が変形するものと考えられる。

以下ですす粒子の移動速度について議論するため、図2中に示されるように液滴を原点として電界方向に x 軸、それと垂直に y 軸をとり、それぞれの速度成分を u, v と定義する。図3は、ある2つのすす粒子の移動の軌跡を示している。このようにすす粒子の中には陰極に向かって進むもの(図3中では

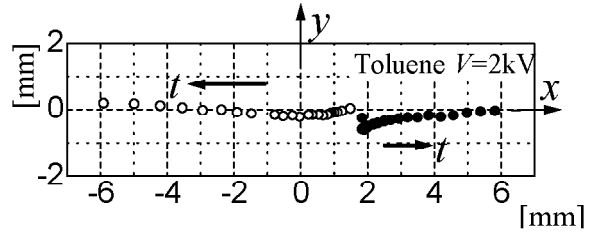


Fig. 3 An example of the trajectory of soot movement : White plots indicate movement of a particular soot particle to cathode every 2 ms, which is positively charged. Black plots indicate the movement to anode.

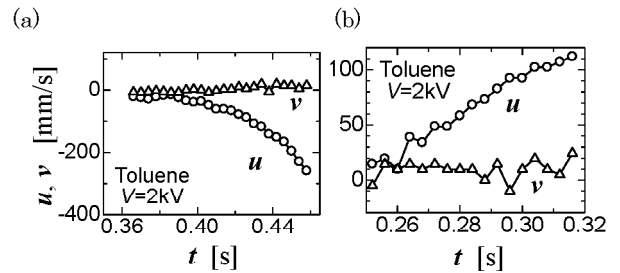


Fig. 4 The history of the soot velocity : (a) the soot particle charged positively to cathode, which corresponds to the white plots in Fig. 3; (b) the soot particle charged negatively to anode, which corresponds to the black plots in Fig. 3.

は左側に移動、白丸)と、陽極に向かって進むもの(図3中では黒丸)があり、陰極に向かって移動するすす粒子は正に、陽極側に向かって移動しているすす粒子は電子付着によって負に帯電しているものと予想される。図4に図3中の2つのすす粒子の移動速度の時間履歴を示す。図4(a)(b)はそれぞれ、陰極に向かうすす粒子と陽極に向かうすす粒子の移動速度を示している。なお横軸は液滴が点火してから時間である。この図からいずれの方向に進むすす粒子も、時間とともに電界印加方向の速度成分 u は増大するが、電界垂直方向の速度成分 v はあまり変化しないことがわかる。 x 方向の速度成分 u は、 y 方向の速度成分 v に比べて十分大きいことから、以下では電界印加方向への速度成分についてのみ議論を行うこととする。なお本研究の観測からではレーザーの光軸方向への速度成分は得られないが、すす粒子の移動速度は電界に垂直な平面内においては大きな差異がないと予想されることから、レーザーの光軸方向への速度成分は電界垂直方向の速度成分 v 同様、電界印加方向の速度成分 u に比べて十分小さいと思われる。

すす粒子の移動を考察するにあたり、まず電界は空間的に一様であり火炎の影響によって変化しないと仮定する。このときすす粒子に加わる力は、すす粒子が電荷を持っていることに起因する電界からのクーロン力と、速度に比例して受けるストークス抵抗である。一次元の運動を考えると一様な電界を仮定しているので、すす粒子はある緩和時間 τ の後一定の速度 u_∞ に到達する。すす粒子の速度 u は、

$$u = u_\infty \{1 - \exp(-t/\tau)\} \quad (1)$$

と記述でき、緩和時間は以下のように表される。

$$\tau = m \frac{C_c}{3\pi\eta D_p} \quad (2)$$

ここで、 m はすす粒子の質量、 C_c はカニンガムの補正係数、 η は空気の粘性係数、 D_p はすす粒子の直径である。すすの密度を $2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ (一次粒子の密度に相当)とし、すす粒子が直

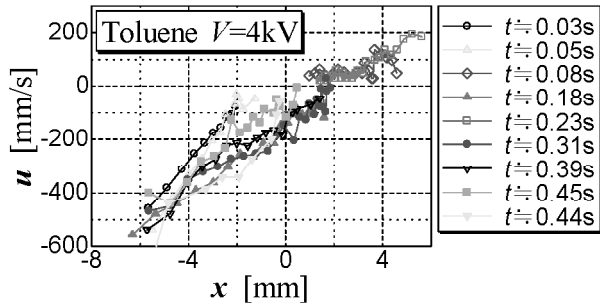


Fig. 5 Relation between the electric field component of the soot velocity, u and displacement, x , at $V=4kV$, plotted every 2 ms for each soot particle

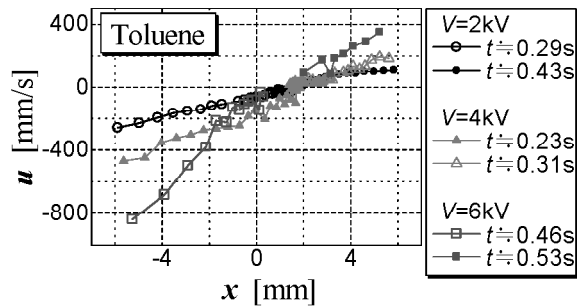


Fig. 6 Relation between the electric field component of the soot velocity, u and displacement, x , plotted every 4 ms for $V=2kV$ and every 2ms for $V=4, 6kV$

径 D_p で密に詰まっているとしても、緩和時間は $D_p=30\mu m$ で 1msec 程度、 $D_p=100\mu m$ で 11msec 程度である。これらの時間は図 4 で示される時間軸に対して十分に短いので、以下ではすす粒子は終端速度に達していると考え、式(1)では電界が一様であることを仮定したが、図 4 に示されるすす粒子速度の時間履歴は、式(1)中に示されるような一定の速度に到達する様子は見受けられない。このような現象の 因として電界が空間的に変化していることが考えられる。

図 5 および図 6 には、すす粒子の移動速度 u の位置 x への依存性を示す。図において、同じ記号は同一のすす粒子を示している。凡例中の時刻 t は液滴が点火された時刻を $t=0$ とし、各々のすす粒子が $|x|=3mm$ 付近に観察された時刻を示している。印加電圧 V が $2kV$ のときは $4ms$ おき、 $V=4, 6kV$ のときは $2ms$ おきに軌跡を表示している。これらの図に示されるようにある印加電圧においては、時間によらずどのすす粒子も $u-x$ グラフ上でほぼ同一の軌跡を描く。また各印加電圧においてこれらの軌跡は、液滴から離れるに従ってすす粒子の移動速度が大きくなっており、また u の絶対値は $x<0$ の範囲の方が $x>0$ の範囲よりも大きくなっている。

このようなすす粒子の速度が位置に依存していることについて考察するため、電界の変化について考察する。極板間隔を L として x 方向の一次元問題を考えると、火炎が存在していなければ図 7 中に示されるような線形な電位分布、一様な電界分布になっていると予想される。しかしながら火炎が存在すると、火炎に起因する電荷によって電界が変化することが予想される。考察にあたって以下のような簡単な仮定を設ける。電荷の生成および消滅は $x=0$ および極板上($x=\pm L/2$)のみで起こるとし、 $x>0, x<0$ 各々で電流密度 j が一定であるとす (ここでは $j<0$ である)。またイオンの電気移動度を μ とし、 $x>0$ では負イオンのみ、 $x<0$ では正イオンのみがそれぞれ 1 種類ずつ存在するとす。なお電気移動度は一般には

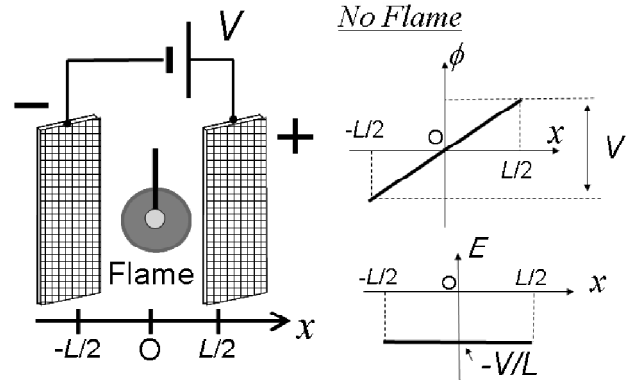


Fig. 7 An example of electric field and electric potential distribution without a flame

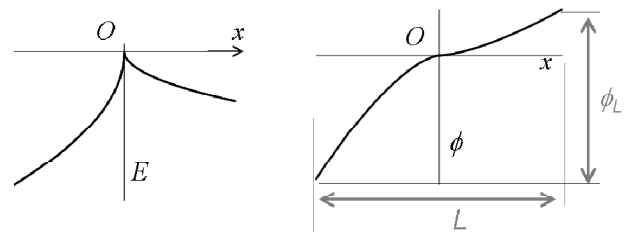


Fig. 8 An example of electric field and electric potential distribution with a flame

Table 1 Electric voltages between electrodes, ϕ_L , estimated from the measured soot velocities, u

V	$-u / (-x)^{0.5} (x<0)$	$u / x^{0.5} (x>0)$	ϕ_L
2kV	103.4 mm ^{0.5} /s	54.5 mm ^{0.5} /s	1855V
4kV	253.3 mm ^{0.5} /s	94.1 mm ^{0.5} /s	4077V
6kV	442.2 mm ^{0.5} /s	286.4 mm ^{0.5} /s	8551V

x の正負で異なり、 $x>0, x<0$ の場合をそれぞれ下付き添え字 A, C で表すと、想定される電流の担体となるイオンから、 $\mu_A < 0, \mu_C > 0$ かつ $|\mu_A| > |\mu_C|$ である。以下の考察において $x>0, x<0$ のいずれでも成り立つものについては、下添え字は省略する。イオンの数密度 n とその電荷 e ($x>0$ で $e<0$) を用いると、電流密度 j は、

$$j = en\mu E \tag{3}$$

とかける。またガウスの法則から

$$\text{div } E = en / \epsilon \tag{4}$$

ここで、 ϵ は空気の誘電率である。式(3)および式(4)から、 en を消去して、 j/μ が空間的に一定という仮定のもと $[0, x]$ で積分すると、

$$\frac{1}{2} \epsilon E^2 - \frac{1}{2} \epsilon E_0^2 = \frac{j}{\mu} x \tag{5}$$

を得る。ここに E_0 は $x=0$ における電界強度である。今、 $E_0=0$ であるという仮定をおく。これは液滴近傍の反応帯でのイオン濃度は十分に高いと思われ、電界が 0 になっていると推察されるからである。このとき電界強度は、 $x=L/2$ で電位が最も高いことを考慮して、

$$E = -\sqrt{\frac{2}{\epsilon}} \sqrt{\frac{j}{\mu}} x \tag{6}$$

また電界を $[0, x]$ で積分することによって電位 ϕ を得る。

$$\phi = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2}{\epsilon}} \left(\sqrt{\frac{j}{\mu}} x \right) x + \phi_0 \tag{7}$$

ここで ϕ_0 は $x=0$ での電位である。式(6)および(7)で表される電界および電位分布の例を図 8 に示す。また式(6)を $[-L/2, L/2]$ で

積分することで極板間電位差 ϕ_L を得る.

$$\phi_L = \frac{1}{3\sqrt{\epsilon}} \left\{ \left(\sqrt{\frac{j}{\mu}} \right)_C + \left(\sqrt{\frac{j}{\mu}} \right)_A \right\} L^{\frac{3}{2}} \quad (8)$$

次に電界中の気体について考える. 電界が存在する場合, 気体中になずかに存在するイオンによって電界中の気体は enE の体積力を受ける. 一次元の定常問題であるから電界中の気体に関する運動量の保存式は, 気体の速度を U として

$$\rho U(dU/dx) = enE \quad (9)$$

であり, 式(3)と j/μ が一定であるという仮定から, $[0, x]$ で積分して,

$$\frac{1}{2}\rho U^2 - \frac{1}{2}\rho U_0^2 = \frac{j}{\mu} x \quad (10)$$

を得る. なお, ここでは密度 ρ は一定とした. 液滴近傍での気体速度が十分に遅いと仮定して $U_0=0$ とすれば, 流れの向きは μE と同じ向きであるから,

$$U = \sqrt{\frac{2}{\rho} \sqrt{\frac{j}{\mu} x} \frac{\mu E}{|\mu E|}} \quad (11)$$

となる.

実験において観測されたすす粒子の速度 u は, すすが電荷を持つことに起因するドリフト速度 u_d と式(11)で表される気体速度の和である. ここでドリフト速度は, すす粒子の移動度 μ_{soot} を用いて $u_d = \mu_{soot} E$ と書ける. 電界 E は式(6)から x の関数として記述できるので, すす粒子の移動速度 u は,

$$u = u_d + U = \left(-\mu_{soot} + \sqrt{\frac{\epsilon}{\rho} \frac{\mu E}{|\mu E|}} \right) \sqrt{\frac{2}{\epsilon} \sqrt{\frac{j}{\mu} x}} \quad (12)$$

と記述できる. すなわちすす粒子の速度 u は, $u \propto |x|^{1/2}$ であるという結論を得る. これは原点から離れるほどすす粒子速度が速くなるという図5および図6の結果に矛盾しない. ここでこのモデルの妥当性を検証するため, 図5および各印加電圧における同様な図において u と $|x|^{1/2}$ の比例定数から式(12)を用いて j/μ の値を求め, それを元に式(8)から極板間の電圧差を求めてみる. 算出にあたり, すす移動度 μ_{soot} の値が必要であるが, これは Mayo ら⁶⁾や Kono ら⁷⁾の研究から, $0.1 \sim 5 \text{ mm}^2/\text{Vs}$ と得られている. ここではすすの粒径が大きいことを考慮して, すすの帯電の正負にかかわらず $3 \text{ mm}^2/\text{Vs}$ と仮定する. なお式(12)における $(\epsilon/\rho)^{0.5}$ はおよそ $4 \text{ mm}^2/\text{Vs}$ となり, すす粒子の周囲の空気流れとすす粒子のドリフト速度のオーダーは等しいことが推測される. このような過程で求めた比例定数および極板間電位差 ϕ_L を表1に示す. 表1において, 特に 2kV と 4kV の場合については極板間電位差 ϕ_L は印加電圧 V によく一致しているといえる. すなわち式(7)で表される電位分布に近い形状になっていると予想される.

2.3 電界以外の効果がすす粒子速度に与える影響

前小節では電界のみがすす粒子のドリフト運動とその周囲の気体の流れに影響を及ぼすと考えたが, その他にもすす粒子の運動に影響を与える効果が存在する. 本研究では微小重力環境を用いているため, 自然対流の影響については考慮不要である. ここではステファン流と熱泳動を取り上げ, その効果の程度について見積もりを行う.

ステファン流は気液の密度差が大きく異なることによる液滴の蒸発に伴う流れであり, その流速 u_g は気液境界面での質量保存式から以下のように記述できる⁸⁾.

$$u_g = -\frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{d}{dt} \left(\frac{d}{2} \right) \frac{(d/2)^2}{r^2} = \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{Kd}{16} \frac{1}{r^2} = \frac{C}{r^2} \quad (13)$$

ここで, ρ_g, ρ_l は燃料の気相および液相で密度, K は燃焼速度定数, d は液滴の直径, r は液滴中心からの距離である. 本実験では式(13)中の C は $30 \text{ mm}^3/\text{s}$ 程度と見積もられるため, 液滴より十分離れたところではステファン流の効果は顕著で

ないと予測される.

また熱泳動の効果であるが, 熱泳動速度 u_m は以下の等式で与えられる.

$$u_m = -K_T \frac{\nu}{T} \frac{dT}{dx} \quad (14)$$

ここで ν は動粘性係数, T は気体の温度である. 熱泳動係数 K_T については, 実際にすす粒子を用いた研究⁹⁾で, クヌーゼン数が $0.01 \sim 0.1$ の範囲において 0.54 程度の値が得られており, この結果はすすの粒径が $300 \mu\text{m}$ まで適応できるという報告もある¹⁰⁾. 一方, 温度勾配については Mikami ら¹¹⁾の正ヘプタンの火炎温度の計測結果(熱電対による)を参考に, $(1/T)(dT/dx)$ を最大で 0.67 mm^{-1} と見積もる. 以上から得られる最大の熱泳動速度は 35 mm/s 程度である. 火炎面は火炎の変形度合いから, $x \approx 4 \text{ mm}$, $x \approx 2.5 \text{ mm}$ 付近に存在すると考えており, この付近では熱泳動速度が影響を及ぼす可能性があるが, $x < 0$ の範囲において $x > 4 \text{ mm}$ では火炎外であり熱泳動速度は小さいと考えている. また $x < 0$ の領域においては, 液滴から十分に離れたところでは図6で測定されたすす粒子の速度に対して熱泳動速度が小さく, すす粒子の速度に対して顕著な影響は与えないものと予想される.

3. 二液滴燃焼に及ぼす極板間隔の影響 (検証実験)

前節で考察した電位分布が妥当であるかを調べるため電極間隔を変化させて実験を行った. 過去の実験から, 電界が液滴燃焼に与える影響は流れの効果を通じて現れることが予想されている²⁾. 前節の解析において式(8)の左辺が印加電圧 V と等しいとすれば, $|j/\mu|^{0.5}$ は $V/L^{0.5}$ に比例する. このとき式(11)から, ある位置 x における局所的な流速は $V/L^{0.5}$ に比例すると予測される. 一方で電界強度が空間的に一定であると考ええると, 局所的な流速も電界強度 $E \sim V/L$ の関数であると考えられるので, 極板間を変化させて実験を行うことで, 上述の考察を検証することが可能であると思われる.

実験であるが, 二液滴の正オクタン燃焼実験の陰極側について着目した. これは過去の実験¹²⁾において, その液滴の燃焼が流れ場の効果でよく説明できているからである. 図9に実験概略図を示す. 図に示されるように, 本実験においては2つの燃料液滴は電界方向に並べられており, 各々石英線に支持されている. 2つの石英線の間隔, すなわち液滴間隔 L は 10 mm であり, 燃焼の間中この液滴間隔は固定されている. 液滴間の中点と2つの電極間の中点は一致している. この条件においては, 燃焼の間中すべての期間において独立した2つの火炎が形成された. 燃焼の様子は2つの CCD カメラにより, 火炎の形状および陰極側の液滴径の時間変化を観察している. 電極間隔 L が 50 mm と 100 mm の場合について実験を行っており, 電極間の印加電圧 V は $0 \sim 8 \text{ kV}$ の直流電圧である. なおこのような液滴配置の場合も境界条件が多少異なるが, 前節と同様の解析が可能であり $L/L \ll 1$ と近似することで式(8)に帰着する. さらに式(11)から局所的な流れ場は $V/L^{0.5}$ の関数となる.

図10に二液滴燃焼の火炎直接写真を示す. すべての火炎写真において右側に陽極, 左側に陰極がある. 図中の写真から, 電界無印加時には両火炎とも球形に近い形をしているのに対して, 電界印加によって火炎が陰極方向にひきつけられるように変形している様子がわかる. 図に示されている電圧印加時の写真は, とともに印加電圧を電極間距離で除した値 V/L が 80 kV/m となる場合である. 撮影条件が異なるため, 単純な比較はできないが, 電極間隔 50 mm 印加電圧 4 kV の場合と電極間隔 100 mm 印加電圧 8 kV の場合では前者の方が, 火炎変形の度合いが大きいように推察される.

図11は燃焼速度定数を, 印加電圧を電極間隔の1.5乗で除したものの $(V/L^{1.5})$ で整理したものである. この図から燃焼速度

現象も期待され、電界が燃焼現象に与える影響の工業的な応用も興味深いものと思われる。

4. 結論

電界と燃焼現象の干渉の効果について考察するため、微小重力環境を用いて平行平板電極間におけるトルエン単一液滴燃焼時のすすの粒子速度の測定、および正オクタン二液滴燃焼に及ぼす極板間隔の影響について実験的に調べた。すす粒子の速度測定の結果から、すす粒子は時間的には加速しており、また空間的には液滴から離れるほどすす粒子は速い速度で移動していることが明らかとなった。このようなすす粒子の挙動は、電流密度および気体速度が定常であるという仮定を用いて得られる電位分布から説明でき、すす粒子の移動速度から求めた極板間電位差も実験での極板間印加電圧と比較的よく一致した。すなわち火炎の存在によって電界は空間的に一様な分布ではなく、大きく変形していることが明らかとなった。極板間隔を変化させた実験結果からは、電界が燃焼速度定数に及ぼす影響は印加電圧を極板間隔で除したものよりも、印加電圧を極板間隔の1.5乗で除したもので整理した場合の方が妥当であると判断された。以上から、定常状態を仮定した簡単な考察ではあるが、液滴周りの流れ場を含めた電界が火炎に及ぼす影響については、電界と火炎の干渉について考慮しなければならないことが明らかとなった。

謝辞

本研究を進めるにあたり、本学工学部の内海正文技術専門員、本学大学院生の久保康之氏、宿谷弘樹氏、久米勲氏にご協力いただいた。記して謝意を表する。

文 献

- (1)Bradley, D. : The Effects of Electric Fields on Combustion Process *in* Advanced Combustion Methods, Academic Press Inc., (1986) 331-394.
- (2)Ueda, T., Imamura, O., Okai, K., Tsue, M., Kono, M., Sato, J., Combustion Behavior of Single Droplets for Sooting and Non-Sooting Fuels in DC Electric Fields under Microgravity, Proc. Combust. Inst. 29 (2002), 2595-2601.
- (3)今村 宰, 久保 康之, 大坂 淳, 佐藤 順一, 津江 光洋, 河野 通方: 微小重力下における直流電界中での単一液滴燃焼時のすす挙動, 機論 (B), 70-691 (2004), 811-816.
- (4)Imamura, O., Kubo, Y., Osaka, J., Sato, J., Tsue, M., Kono, M., A Study on Single Fuel Droplets Combustion in Vertical Direct Current Electric Fields, Proc. Combust. Inst. 30 (2004), 1949-1956.
- (5)Ito, H., Fujita, O., Ito, K., Agglomeration of Soot Particles in Diffusion Flames under Microgravity, Combust. Flame 99-2 (1994), 363-370.
- (6)Mayo, P.J., Weinberg, F.J., On the Size, Charge and Number-rate of Formation of Carbon Particles in Flames Subjected to Electric Fields, Proc. R. Soc. Lond. A, 319 (1970), 351-371.
- (7)Kono, M., Carleton, F.B., Jones, A.R., Weinberg, F.J., The Effect of Nonsteady Electric Fields on Sooting Flames, Combust. Flame 78 (3-4) (1989) 357-364.
- (8)三上 真人: 燃料液滴の蒸発と燃焼, ながれ 20・2 (2001), 106-115.
- (9)Ono, H., Dobashi, R., Sakuraya, T., Thermophoretic Velocity Measurements of Soot Particles under a Microgravity Condition, Proc. Combust. Inst., 29 (2002), 2375-2382.
- (10)鈴木 佐夜香, 土橋 律: すず粒子の熱泳動に及ぼす粒

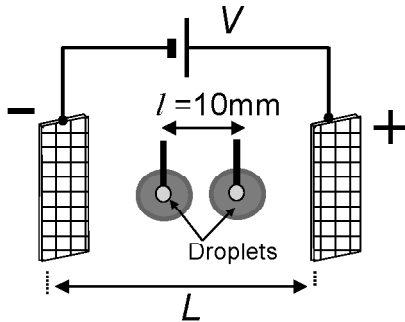


Fig. 9 Schematic of experimental apparatus for two droplet combustion

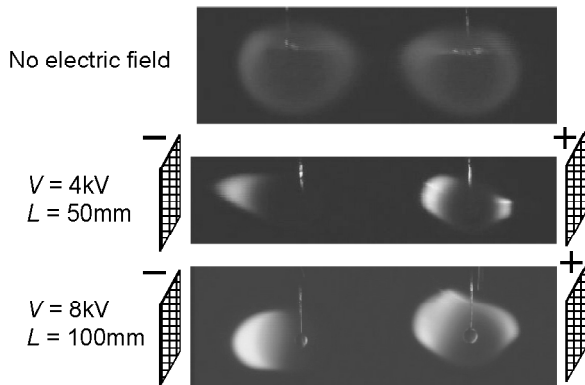


Fig. 10 Flame photographs of two droplet combustion

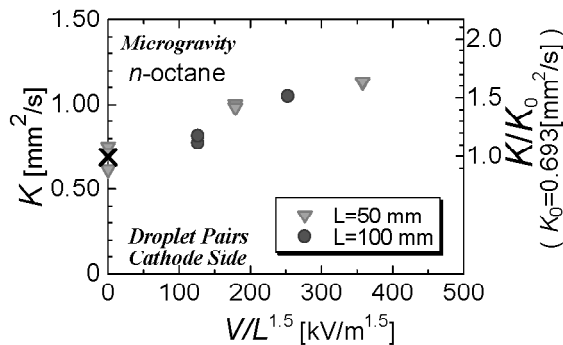


Fig. 11 Relation between the burning rate constants, K , and the parameter $V/L^{1.5}$

定数の増分は $V/L^{1.5}$ をもとに整理することが妥当であると予想される。すなわち、本研究の範囲内における電位分布は図8にて示されたものと比較的近いものとなっていると予想され、液滴周りの流れ場を含めた電界が燃焼に与える影響を評価するに当たっては、燃焼現象と電界との干渉の効果に着目しなければならないことが明らかとなった。本研究で用いた仮定は定常でかつ液滴中心のみで電荷が生成するという非常に単純なものであり、詳細な電位分布についてはイオン反応式などを含んだ数値計算によって明らかになるものと思われる。

以上の結果から、多数の液滴の燃焼に直流電界を印加した場合も同様の電界の変化が期待される。すなわち火炎近傍では電荷密度が高いため電界が相対的に弱くなり、火炎の外縁にて電界強度が急激に強くなるような電界分布が予想される。この場合、火炎の外縁において燃焼が電界によって促進される可能性がある。噴霧の燃焼においても伝播する火炎面に電界が強く作用することや、壁面近傍で燃焼を強化するような

子性状の影響, 第 42 回燃焼シンポジウム講演論文集, (2004), 215-216.

(11) Mikami, M., Niwa, M., Kato, H., Sato, J., Kono, M., Clarification of the Flame Structure of Droplet Burning Based on Temperature Measurement in Microgravity, Proc. Combust. Inst., 25 (1994), 439-446.

(12) 今村 幸, 山下 清孝, 久米 勲, 大坂 淳, 津江 光洋, 河野 通方: 微小重力下における正オクタン二液滴燃焼の独立火炎に及ぼす直流電界の影響, 機論 (B) 73-725 (2007), 7-13.



西田 俊介
東京大学大学院 工学系研究科
航空宇宙工学専攻, 修士課程
〒113-8656
東京都文京区本郷 7-3-1

略歴: 2007 年東京大学工学部卒業
研究テーマ: 航空宇宙推進工学, 燃焼工学



今村 幸
東京大学大学院 工学系研究科
航空宇宙工学専攻, 助教
〒113-8656
東京都文京区本郷 7-3-1

略歴: 2006 年東京大学大学院博士課程修了, 同年東京大学新領域創成科学研究科・特任助手, 2007 年同研究科・特任助教, 2008 年同大学工学系研究科・助教.
研究テーマ: 微小重力燃焼, 液滴燃焼, 電界中での燃焼



津江 光洋
東京大学大学院 工学系研究科
航空宇宙工学専攻, 教授
〒113-8656
東京都文京区本郷 7-3-1

略歴: 1989 年東京大学大学院博士課程修了, 1990 年大阪府立大学工学部・助手, 1993 年同大学・講師, 1996 年東京大学大学院工学系研究科・助教授, 2007 年同大学同研究科・教授.
研究テーマ: 航空宇宙推進工学, 燃焼工学



山下 清孝
University of California
Research Scholar
〒113-8656
東京都文京区本郷 7-3-1

略歴: 2008 年東京大学大学院博士課程修了, 同年 University of California, Research Scholar
研究テーマ: 電界中における液滴燃焼



河野 通方
東京大学 名誉教授
〒113-8656
東京都文京区本郷 7-3-1

略歴: 1973 年東京大学大学院博士課程修了, 同年東京大学大学院工学系研究科・助手, 1977 年同大学院・助教授, 1987 同大学院同研究科・教授, 2001 年同大学院新領域創成科学研究科・研究科長, 2007 年東京大学・名誉教授



大坂 淳
名古屋大学大学院 工学研究科
航空宇宙工学専攻, 助教
〒464-8601
名古屋市千種区不老町

略歴: 2006 年東京大学大学院博士課程修了, 同年名古屋大学工学研究科・助手, 2007 年同研究科・助教.
研究テーマ: 航空宇宙推進工学, 燃焼工学