

論 文

同軸円筒型電極系によるEHD液体ジェットの流動特性

花岡 良一^{*1}, 中道 裕之*, 高田 新三*, 深見 正*

(2004年7月28日受付; 2004年11月11日受理)

Flow Properties of EHD Liquid Jet Generated by
Coaxial Cylinder Electrode SystemRyoichi Hanaoka^{*1}, Hiroyuki Nakamichi*, Shinzo Takata* and Tadashi Fukami*

(Received July 28, 2004; Accepted November 11, 2004)

The electrohydrodynamic (EHD) liquid jet arising from a coaxial cylinder electrode system was investigated using an isothermal weakly conducting liquid, HFC43-10. The outer electrode was a cylinder of a fixed length with differing radii R_o and was grounded electrically. The inner electrode was composed of a metallic rod that two glass tubes were installed coaxially a certain distance L apart on both sides of the rod. When a positive dc voltage V_0 was applied to the inner electrode, the liquid spouted simultaneously from the outlet of two glass tubes. This paper describes the properties of liquid jet (pumping pressures P_{EHD} , flow velocities U and flow patterns) for the electrode systems with various sizes of L and R_o . In these electrode configurations, P_{EHD} showed a quadratic dependence on V_0 , but increased with decreasing R_o under a fixed value of L and V_0 , and were almost independent of the lengths of L . The potential distribution in the gap also revealed the existence of heterocharges in the vicinity of the electrode surfaces. It is considered that the EHD pump flows attribute to the accumulation of ionic space charge near the electrodes in which gives rise to the reinforcement of electric field.

1. はじめに

液体中の様々な電気流体力学 (electrohydrodynamic:EHD) 現象の中で、EHDポンピングは液体誘電体内部で発生した電気力によって誘起する流動現象であり、強力な液体ジェットを生じさせ得ることがその特長の一つである。近年、この現象を伝熱制御、熱交換、冷却などの技術分野に利用して、機器の小型・軽量化、高性能化、及び省エネルギー化を図る新しい技術開発に注目が寄せられている。EHDポンピングをこれらの分野に適用するためには、その性能を十分に引き出せる有効な電極構成とポンピングメカニズムの検討が重要である。単一液体中で発生する電気力は、基本的に、液体中の正、負真電荷に働く力と分極分子に働く力の2つに大別でき、共存してポンピングに作用するものである。しかし、どちらの効果が支配的であるかは、電極構造、作動液体の種類、使用条件（温度、不純物など）、印加電界の種類（直流、また

は交流）などに依存するため、これらの因子がポンピングに与える効果を十分に把握する必要がある。EHDポンピングのメカニズムに関しては、これまでに（1）イオンドラッグポンピング(ion-drag pumping)¹⁻⁵⁾、（2）誘導ポンピング(induction pumping)⁶⁻⁸⁾、（3）純伝導ポンピング(pure conduction pumping)⁹⁻¹¹⁾の3種類が報告されており、それぞれ電荷発生のプロセスとポンピングの発現機構に相違がある。一方、EHDポンピングの代表的な現象の一つとして、数元効果¹²⁾が知られている。すなわち、液体誘電体中に2本の線電極を浸して、電極間に高電圧を印加すると電極に沿って液体が上昇する現象であり、多種類の液体について研究されている^{13), 14)}。数元効果はあらゆる液体誘電体で生じる現象であり、液体中の不平等電界の作用で生じる電気泳動力と誘電泳動力が介在した興味あるポンピング現象と言える。しかし、そのメカニズムの本質、特に弱導電性の液体誘電体については不明な点が多い。

著者らは、以前に弱導電性の液体誘電体でEHD液体ジェットを発生できる電極系を検討し、そのメカニズムが純伝導ポンピングに起因することを報告した^{10, 11)}。本論文では、新たに同軸円筒型電極系を考案し、生じた液体ジェットの特性を示すと共にそのメカニズムを定性的に検討した。ここで示される結果は、EHDポンピング技術の応用分野に有益

キーワード：同心円筒型電極、EHD液体ポンピング、液体ジェット、弱導電性液体誘電体、直流高電圧

* 金沢工業大学 光電磁場科学応用研究所 (921-8501 石川県石川郡野々市町扇が丘 7-1)

Advanced Optical Electro Magnetic Field Science Laboratory,
Kanazawa Institute of Technology, 7-1 Ohgigaoka, Nonoichi,
Ishikawa 921-8501, Japan

¹ hanaoka@neptune.kanazawa-it.ac.jp

であり、また、数元効果の本質的なメカニズムの解明にも繋がるものと思われる。

2. 実験と方法

2.1 電極系とEHD流動特性の測定

EHD液体ジェットを発生させる実用的な電極系の設計には、液体の劣化を伴わないこと、強力な液体ジェットが発生できること、単純構造であることなどの考慮が必要であり、加えて作動液体の選定が重要である。これらの条件を満足する電極系の一つとして、純伝導ポンピングのメカニズムが適用できる作動液体中で擬似ドーナツ電極と平板電極（または球電極）を対向した構成が有効である^{10,11)}。しかし、これらの電極系による液体ジェットは単一の出口から発生するものである。今回考案した同軸円筒型電極系では、2つの出口から同時に液体ジェットを発生でき、構造的にも単純なので、より能率的なポンピング駆動源として利用できる可能性があると考え、この電極系によるEHD流動特性を調べた。

図1は、本実験で使用した同軸円筒型電極系の概略図を示す。外部電極は接地されたステンレススチール製の円筒であり、その長さは50 mm一定、及び半径 R_0 は5, 10, 20 mmの3種類を準備した。内部電極は半径0.75 mmのステンレススチール棒であり、高電圧側電極として使用した。また、内部電極の両端には、図1に示されるように、直角に曲げられた2本のガラス管（内径4 mm）が、電極と同軸に距離 L 離して取り付けられ、その距離は0~40 mmの範囲で種々に変化できるようにした。作動液体として、2,3-Dihydrodecafluoropentene (HFC43-10: CF₃CHFCHFC₂CF₃) が使用された。これは弱導電性の液体誘電体と見なされ、フロン系冷媒の一種であるが、塩素原子(Cl)を含まないのでODP (ozone depleting potential) はゼロである。また、他の同種の液体 (Perfluorocarbon, Chlorofluorocarbonなど) と比較してGWP (global warming potential) が小さく、かつ化学的・熱的安定性に優れ、アクリル樹脂以外の殆どのプラスチック系材料に

表1 HFC43-10の代表的な物理定数

Table 1 Typical properties of HFC43-10.

| | | | |
|---------------------------|-------|--------------------------|-------|
| 沸点 (°C) | 55 | ODP (CFC11=1) | 0 |
| 凝固点 (°C) | -80 | GWP (CO ₂ =1) | 1300 |
| 質量密度 (g/cm ³) | 1.585 | 比誘電率 f=100Hz | 9.18 |
| 熱伝導率 (W/m · K) T=25°C | 0.075 | 電気導電率 (nS/cm) | 0.032 |
| 粘度 (mPa · s) T=25°C | 0.67 | 電荷の緩和時間 (sec) | 0.025 |
| 表面張力 (mN/m) | 14.1 | 屈折率 T=25°C | 1.25 |

に対する腐食性が無い。表1はHFC43-10の代表的な物理定数を示す。

同軸円筒型電極系を作動液体中に設置し、内部電極（棒電極）に正の直流電圧を印加すると、液体は2本のガラス管を通して互いに外側方向（すなわち、図1のAからB、及びA'からB'の方向）へ流れ、ガラス管の2つの出口（図1のCとC'）から同時に勢い良く噴出した。本実験では、電極系の外円筒半径 R_0 と前述の距離 L をパラメータとして、液体ジェットの流速、ポンピング圧力、流動パターン、電極間の電位分布、及び伝導電流を測定し、電極系のポンピング能力を調べた。流速の測定には、LDV (laser-Doppler velocimeter)¹⁵⁾を使用し、その測定点はガラス管出口の直上1 mmとした。ポンピング圧力は、2本のガラス管出口に長いガラス管（内径4 mm、長さ1 m）を垂直に取り付け、圧力ヘッドの測定からマノメーターの原理に基づく静圧 (ρgh , ρ : 液体の密度, g : 重力加速度, h : 液体の上昇高さ (圧力ヘッド)) として導出した。流動パターンは、シュリーレン法¹⁵⁾による光学的画像の撮影データから調べた。伝導電流は、外円筒に接続された検出用抵抗と増幅器を用いてオシロスコープにより測定した。電位分布の測定については2.2節で述べる。なお、これらの実験は室温（約25°C）の一定温度条件でなされた。

2.2 電極間電位分布の測定

EHDポンピング現象は、媒質中の荷電粒子と電界との相互作用にその基本的なメカニズムを有する。特に、媒質が液体誘電体の場合には、荷電粒子が電極周辺に局在化する場合が多く、その度合いや電荷の極性は、液体の種類や電極の電気化学的状態などによって異なる。荷電粒子のこのような振る舞いは、電極ギャップの電位分布（または電界分布）を測定することによって把握することができる。

本研究では、針センサーと非接触プローブを併用した方法によって電極間の電位分布を測定した。図2は、本実験で使用した電位分布測定プローブの概略図を示す。針セン

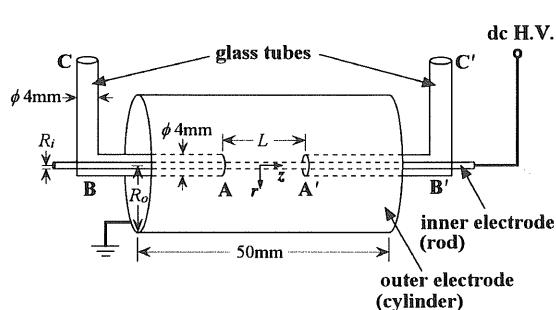


図1 同軸円筒型電極系の概略図

Fig.1 Schematic diagram of coaxial cylinder electrode system.

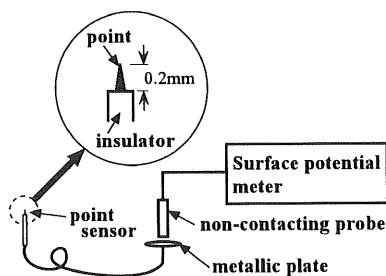


図2 電位分布測定プローブの概略図

Fig.2 Schematic diagram of probe employed in potential measurement.

サー（探針）は被測定部を自由に移動できるようになっている。また、針センサーの反対側には直径 15 mm の銅板が接続され、電気的に絶縁した状態を保って被測定部の電位をこの銅板に誘導した。電極間の電位分布は、振動容量型の非接触プローブと表面電位計（Model:20/20B, Trek Japan Co. Ltd.）を用いて銅板の電位を測定することにより求めた。このように絶縁系を介した 2 段の構成によって、高電界領域の被測定部でも針先端の部分放電や破壊現象を起さずに電位分布の正確な測定が可能であった。電極間に局在化する空間電荷の存在状態は、測定電位分布と理論的分布（空間電荷がゼロの場合の分布）の差となって現れる。

3. 実験結果および考察

3.1 ポンピング圧力

一般に、液体誘電体に電界 E を印加すると、式(1)で表される電気力 F が働き、液体の流れ場が形成される¹⁶⁾。

$$F = qE - \frac{E^2}{2} \operatorname{grad} \varepsilon + \operatorname{grad} \left\{ \frac{E^2}{2} \rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \right\} \quad (1)$$

ここで、 q ：電荷密度、 ε ：液体の誘電率、 ρ ：液体の密度、 T ：温度を表す。式(1)右辺の 3 つの項はそれぞれ、電気泳動力（第 1 項）、誘電泳動力（第 2 項）、及び電気歪力（第 3 項）に相当しいずれも力密度を表わす。対象としている EHD ポンピング現象において、どの力が支配的であるかを明確にすることは、ポンピングメカニズムを考察する上で重要である。

(1) 電気泳動力 (electrophoretic force) : 液体内部に存在するか、または電極から注入された真電荷に働く Coulomb 力に起因し、この力を受けた電荷が中性分子とのエネルギー変換によって流動が発生する。この場合、流動の方向は荷電粒子の符号と電界の方向によって決まる。すなわち、液体内部に存在する電荷が互いに異極性の電極へ移動する場合、流動は液体内部から電極側へ生じ、電極から注入された電荷（ホモチャージ (homocharge)）が対向電極へ移動する場合は、注入

電極側から対向電極側へ生じる。これは「イオンドラッギングポンピング」による EHD 現象である。このような流動現象は、電界が平等、不平等を問わず発生するが、交流電界の場合には周波数が高くなるとその効果は消失する。

(2) 誘電泳動力 (dielectrophoretic force) : 強い不平等電界、温度勾配、異質性の液体界面などの存在によって、液体の誘電率が空間的に変化することに起因する力である。

(3) 電気歪力 (electrostrictive force) : 電界強度の空間的変化、及び液体の温度、密度と共に誘電率が変化することに起因する力であり、無極性液体の場合には Clausius-Mossotti の関係式 (ε は ρ のみの関数) が成り立つ。

上記 (2) と (3) の力は物理的に液体分子の分極に働く力を表す。すなわち、不平等電界中で分極電荷に働く力は電界の強い部分により強い力が働くため、流動は電界の強い領域に向かって生じる。これらの流動現象は、電界の方向に無関係であり、直流、交流のいずれの電界によても発生し得る。

「誘導ポンピング」は、これらの力を利用した EHD 現象である。

本研究では、一定温度（室温）の单一液体中における EHD ポンピング現象を扱う。従って、 ε と ρ の熱的変化量は小さいと考えられる。また、作動液体は弱導電性の液体誘電体 (HFC43-10) であり、このような液体に交流電圧を印加した場合のポンピングは、周波数の増加と共に急激にその能力を失う¹¹⁾。以上を勘案すれば、上記 (2) と (3) の力は無視され得るので、ポンピングに寄与する電気力は上記 (1) の力に帰着することになる。しかし、本実験において、使用した同軸円筒型電極系の内部電極は、電極表面からの電荷注入機構が無視できる電界強度 ($< 100 \text{kV/cm}$) を常に維持している。従って、液体内部の電荷発生プロセスと電荷の振る舞いがポンピングの発現に重要な役割を演じ、単にイオンドラッギングポンピングによるとは考えにくい。一般に、弱導電性の液体誘電体に電界 E を印加すると解離・再結合反応が生じるが、 $1 \text{kV/cm} \leq E < 100 \text{kV/cm}$ の範囲では、解離反応が再結合反応を上回り、解離イオンがいつも発生する。これらのイオン群は電気泳動効果により互いに逆極性の電極方向へ継続的に流れ、電極周辺に厚いヘテロチャージ層を形成する状態が作られる¹⁷⁾。この連続的なイオン流は、定常的な伝導電流となり ohmic 特性が維持される。ヘテロチャージ層の厚さは、電界強度、電荷の緩和時間、及び電荷の移動度に依存する。層内のイオンは電極に引き付けられる力を常に受けるため電極と層の間に圧力差が生じ、液体側から電極側へ向かう流動の発生源となる。これは「純伝導ポンピング」と呼ばれ、本研究における EHD ポンピングの主なメカニズムであると考えられる^{10, 11)}。一般に、同軸円筒構造のような不平等電界を形成

する電極系では、ヘテロチャージ層による圧力差は、強い電界が形成される電極（内部電極）側で大きくなる。ヘテロチャージ層の存在は、電極間の電位分布から確認できる。

同軸円筒電極の中心軸から任意な点 r における電位 $V(r)$ と電界強度 $E(r)$ は、Gauss の法則から次のように得られる。

$$V(r) = \left\{ 1 - \left(\ln \frac{r}{R_i} / \ln \frac{R_o}{R_i} \right) \right\} V_0 \quad (2)$$

$$E(r) = \left\{ 1 / \left(r \ln \frac{R_o}{R_i} \right) \right\} V_0 \quad (3)$$

ここで、 V_0 ：印加電圧、 R_i ：内部電極（棒電極）の半径、 R_o ：外部電極（外円筒）の半径を表す。測定から得られた電極間電位分布の代表例は図3に示される。同図は、ヘテロチャージの蓄積によって電極前面の電界が強化されたことを明らかに示しており、その効果は正の電圧が印加された電極付近で顕著に現れた。本実験で使用した作動液体（HFC43-10）は表面張力が小さいため、O₂分子を取り込みやすい。また、F原子を含有し多くのF-結合からなる。これらの電気的負性原子は、電界の印加によってO₂⁻、F⁻などの負イオンを形成しやすいため、これらが正極性の電極付近に偏在した可能性がある。ギャップ内で生起する正味の流動は、内外電極付近のヘテロチャージ層でそれぞれ発生した圧力差のアンバランスによって決まると考えられる。

今、力がバランスした流れの無い状態（本実験におけるポンピング圧力（静圧）の測定の場合）を考えると、内部電極と外部電極付近のヘテロチャージ層で発生した圧力差、 Δp_i と Δp_o はそれぞれ次のように表される⁹⁾。

$$\Delta p_i = \frac{\varepsilon}{2} (\zeta_i^2 - 1) E_{(R_i+a_i)}^2 \quad (4)$$

$$\Delta p_o = \frac{\varepsilon}{2} (\zeta_o^2 - 1) E_{(R_o-a_o)}^2 \quad (5)$$

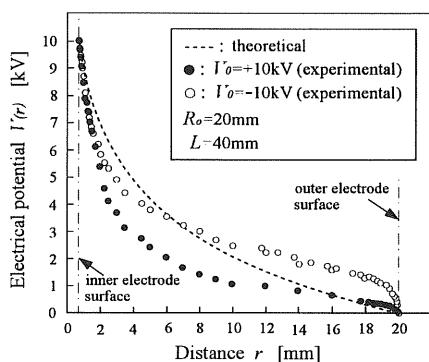


図3 電極間電位分布の代表例

Fig.3 Typical example of potential distribution between electrodes.

ここで、 ζ_i と ζ_o は内部電極と外部電極の表面における電界増大係数、 a_i と a_o は内部電極と外部電極付近のヘテロチャージ層の厚さ、及び $E_{(R_i+a_i)}$ と $E_{(R_o-a_o)}$ は $r=R_i+a_i$ と $r=R_o-a_o$ の点における電界強度をそれぞれ表す。同軸円筒型電極系では $E_{(R_i+a_i)}^2 \gg E_{(R_o-a_o)}^2$ となり、また、内部電極の電圧が正極性の場合には $\zeta_i > \zeta_o$ が成り立つので、流動に寄与する正味のポンピング圧力 P_{EHD} は、近似的に次式で表される。

$$\begin{aligned} P_{EHD} &= \Delta p_i - \Delta p_o \approx \frac{\varepsilon}{2} (\zeta_i^2 - 1) E_{(R_i+a_i)}^2 \\ &= \frac{\varepsilon}{2} (\zeta_i^2 - 1) \left[1 / \left\{ (R_i + a_i) \ln \frac{R_o}{R_i} \right\} \right]^2 V_0^2 \end{aligned} \quad (6)$$

この場合、式(6)の圧力は実験的な静圧（ ρgh ）に等しいはずである。

図4は、電極系の R_o と L をパラメータとして測定したポンピング圧力 P_{EHD} と印加電圧 V_0 の代表的な関係を示す。同図は、 P_{EHD} が V_0^2 に比例して増加することを示しており、式(6)の関係と定性的に一致する。また、 L と V_0 が一定値の下で、 P_{EHD} は R_o の減少と共に増加するが、 L の長さとは殆ど無関係であった。 P_{EHD} と L の関係を更に詳細に調べた結果、図5に

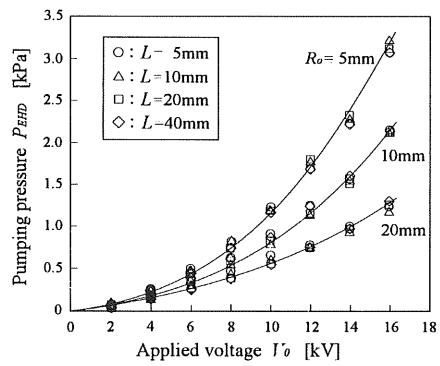


図4 P_{EHD} と V_0 の代表的な関係
Fig.4 Typical relationship between P_{EHD} and V_0 .

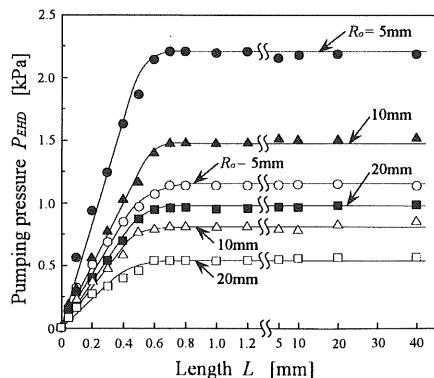


図5 P_{EHD} と L の代表的な関係

Fig.5 Typical relationship between P_{EHD} and L .
black symbols: $V_0 = 14$ kV, white symbols: $V_0 = 10$ kV

示されるように、 P_{EHD} 値は L が約 0.7 mm 以上において常に一定値を保つことが分かった。これは次のように説明される。長さ L の内部電極周囲に形成されたヘテロチャージ層と電極との間で生じる圧力差は、層内のイオンが電極表面を法線方向に押す引力によって発生する。この力は電極表面全体に及ぼされるので、それらはベクトル的に相殺し合いその積分値はゼロとなる。しかし、ガラス管の入り口において、入り口から出口（図1の A から B または A' から B'）に向かう電極軸方向では、対向する圧力が大気圧のみであるので、入り口と出口の間に圧力差が生じ、これが液体を押す正味の圧力 (P_{EHD}) となる。従って、ガラス管を通して液体を押す圧力は、ガラス管の入り口から僅かな距離 Δl ($\approx 0.72 \text{ mm}$) で作られた力に起因するものと考えられる。なお、これらの特性は、2本のガラス管出口のどちらか一方（図1の C または C'）を塞いだ状態でも維持された。これはガラス管の2つの入り口で液体を押す圧力が双方均一に作用することを示す。

ここで、式(6)のポンピング圧力を概算し、図4の実験的な圧力と比較する。式(6)におけるヘテロチャージ層の厚さ a_i の正確な導出は困難であるので、次のような概念に基づいて近似する。一般に、弱導電性の液体誘電体において、ヘテロチャージ層の厚さはイオン雲囲気のデバイ長オーダーに相当し、電荷の緩和時間 τ_e の間にイオンが動く代表的な長さと見なされる。この長さはイオンの移動度 μ と電界強度に依存し、 a_i は近似的に $a_i \approx \tau_e \mu E_0$ (E_0 : 電極間の平均電界) として特徴化され得る¹⁷⁾。また、イオン移動度 μ の値は不明であるが、普通、液体誘電体中では液体の種類やイオン種によって $10^{-5} \sim 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ オーダーの範囲に分布するので、ここでは $\mu = 3 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ と仮定して取り扱う。更に、ヘテロチャージ層内部の電界は空間電荷効果によって上昇し、電界増大係数 ζ_i は内部電極表面付近の実験的な電位勾配（図5）と式(3)の比から求まる。なお、使用した同軸円筒型電極系において、最も小さな外円筒半径 ($R_o = 5 \text{ mm}$) の場合は、電位分布の測

定値に誤差が多いので比較の対象から外した。以上のような近似に基づいて概算したポンピング圧力値と実験値の比較は表2に示され、両者は大体一致している。なお、表中の流速、及び流速係数については3.2節で述べる。

3.2 液体ジェットのパターンと流速

電極系を作動液体中に完全に浸して内部電極に正の直流電圧を印加すると、液体ジェットが2本のガラス管出口から同じパターンで同時に発生した。図6は、液体ジェットの代表的なシュリーレン写真を示す。液体ジェットは液内噴流（submerged jet）となってガラス管出口から噴出している。このジェットは、ガラス管入り口と出口の圧力差 (P_{EHD}) によって発生したものであり、電極間の流れは液体側から内部電極方向へ生じる。この場合、長さ L の内部電極表面は、流体力学的に淀み点（stagnation point）の集合として考えられるため、電極表面に沿う流動ベクトルは互いに相殺される。しかし、2本のガラス管入り口付近 (Δl) では、2次双曲線状の流線を描く淀み点流れ（stagnation flow）がガラス管内部を通過する。

一般に、非圧縮性流体の淀み点流れ場では、Bernoulliの定理によって次式の関係が成立¹⁸⁾。

$$P_s + \frac{\rho U^2}{2} = P_t \quad (7)$$

ここで、 P_s は静圧を表し、 $\rho U^2/2$ は動圧を表す。また、 P_t は淀み圧（stagnation pressure）と言われ、本実験の場合のポンピング圧力 P_{EHD} に対応する。電極系は作動液体中に完全に浸されているので、ガラス管入り口から出口までの力の釣り合いかから、式(7)の P_s は無視できる。今、流れに対して、流体摩擦による損失や流路形状による損失ヘッドが無いものと仮定すれば、流速 U_0 は、式(6)と(7)より次のように得られる。

$$U_0 = \left[1 / \left\{ (R_i + a_i) \ln \frac{R_o}{R_i} \right\} \right] \left\{ \frac{\varepsilon}{\rho} (\zeta_i^2 - 1) \right\}^{1/2} V_0 \quad (8)$$

表2 P_{EHD} , U の理論値と実験値

| R_o (mm) | V_0 (kV) | ζ_i | P_{EHD} (kPa) <i>Th.</i> | P_{EHD} (kPa) <i>Ex.</i> | 流速 (m/s) <i>U</i> <i>U</i> <i>U</i> | 流速係数 <i>C</i> |
|---------------|---------------|---------------|----------------------------------|----------------------------------|--|------------------|
| 20 | 6 | ≈ 1.7 | 0.27 | 0.25 | 0.58 (0.32) (0.55) | 0.26 |
| 20 | 10 | ≈ 1.7 | 0.55 | 0.56 | 0.83 (0.50) (0.60) | 0.30 |
| 20 | 14 | ≈ 1.8 | 0.98 | 0.98 | 1.11 (0.80) (0.72) | 0.34 |
| 10 | 6 | ≈ 1.9 | 0.38 | 0.38 | 0.69 (0.38) (0.55) | 0.29 |
| 10 | 10 | ≈ 2.1 | 0.83 | 0.86 | 1.02 (0.75) (0.74) | 0.34 |
| 10 | 14 | ≈ 2.3 | 1.49 | 1.60 | 1.37 (1.12) (0.82) | 0.37 |

$L=40 \text{ mm}$, $Th.$: 理論値, $Ex.$: 実験値

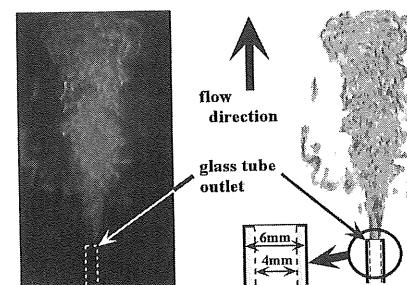


図6 液体ジェットの代表的な様相

Fig.6 Typical aspect of liquid jet.

$V_0=10 \text{ kV}$, $R_o=20 \text{ mm}$, $L=40 \text{ mm}$

図7は、電極系の R_θ と L をパラメータとして測定した流速 U と印加電圧 V_0 の代表的な関係を示す。同図は、 U が V_0 に比例して増加することを示しており、定性的には式(8)の関係と一致する。しかし、実験的な流速 U は、流体摩擦損失や流路形状による損失を含むので、 $U=CU_0$ (C : 流速係数, $C < 1$)となる。本実験の電極構成における U , U_0 , 及び C の値が表2に示される。この場合、 U は U_0 の約26~37%まで大幅に低下し、 C 値は流速の上昇と共に増加している。これは流体摩擦損失に加えて、直角に曲げられたガラス管を液体が通過するときに生じる損失ヘッドの大幅な増加によると考えられる。比較のため、直線状のガラス管を使用して測定した U と C の値を表2の括弧中に示した(U は約2倍に上昇する)。

一方、液体ジェットを発生させるための電力消費量 W_i を調べるために、伝導電流を測定した。図8は、電流 I と印加電圧 V_0 の関係を示す。 I は V_0 の上昇に対してohmic関係を示した。これは作動液体が弱導電性の液体誘電体であり、電流が解離イオンの流れに起因することを示唆する。電流値は、一定の R_θ と V_0 の下で、 L の増加と共に増加し、一定の L と V_0 の下で、 R_θ の増加と共に減少した。電力消費量 W_i は、16 kVまでの印加電圧に対して、最大約0.44 Wであった。

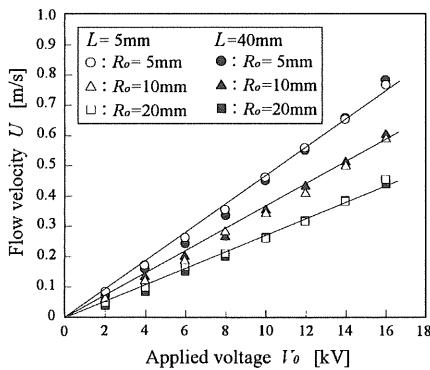


図7 U と V_0 の代表的な関係

Fig.7 Typical relationship between U and V_0

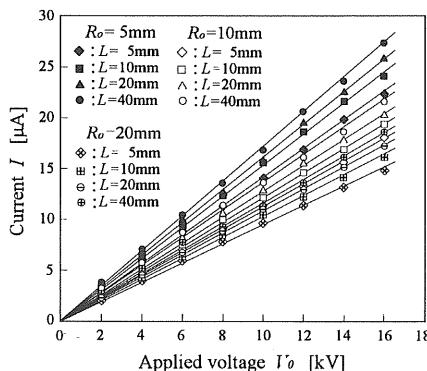


図8 I と V_0 の代表的な関係

Fig.8 Typical relationship between I and V_0

4. まとめ

同軸円筒型電極系を使用して、弱導電性の液体誘電体(HFC43-10)中で生じるEHD液体ジェットの特性を調べた。外部電極は長さ50 mm, 半径 R_θ の円筒であり、電気的に接地された。内部電極は半径0.75 mmの棒からなり、その両端には内径4 mmの直角に曲げられた2本のガラス管が、電極と同軸に距離 L 離して取り付けられた。内部電極に正の直流電圧を印加すると、2本のガラス管出口から液体ジェットが同時に発生した。得られた結果は、以下のように要約される。

(1) 電極間電位分布の測定から、電極表面付近におけるヘロチャージの蓄積が確認された。

(2) ポンピング圧力 P_{EHD} は、印加電圧 V_0 の2乗に比例して増加した。また、 P_{EHD} 値は、一定の L と V_0 に対して、 R_θ の減少と共に増加した。更に、一定の R_θ の下で、 $L > 0.7$ mmにおける P_{EHD} 値は、 L の長さとは無関係に一定値を示した。

(3) 流速 U は、 V_0 に比例して増加した。しかし、実験的な流速値は理論値の約26~37%まで低下した。これは流体の摩擦損失に加えて、流路形状に基づく損失ヘッドの大幅な増加に起因する。

(4) 液体ジェットの特性(P_{EHD} と V_0 、及び U と V_0 の関係)は、純伝導ポンピングのメカニズムによって説明された。

(5) 本実験の電極構成において、16 kVまでの印加電圧に対する電力消費量 W_i は、最大約0.44 Wであった。

参考文献

- 1) O.M. Stuetzer: J. Appl. Phys., **30** (1959) 984
- 2) W.F. Pickard: J. Appl. Phys., **34** (1963) 246
- 3) W.F. Pickard: J. Appl. Phys., **34** (1963) 251
- 4) P. Atten and M. Haidara: IEEE Trans. Elect. Ins., **20** (1985) 187
- 5) T. Takashima, R. Hanaoka, R. Ishibashi and A. Ohtsubo: IEEE Trans. Elect. Ins., **23** (1988) 645
- 6) J.R. Melcher: Phys. Fluid, **9** (1966) 1548
- 7) J.S. Yagoobi, J.C. Chato, J.M. Crowley and P.T. Krein: A SME J. Heat Transfer, **111** (1989) 664
- 8) A.P. Washabaugh, M. Zhan and J.R. Melcher: IEEE Trans. Elect. Ins., **24** (1989) 807
- 9) P. Atten and J.S. Yagoobi: IEEE Trans. DEI, **10** (2003) 27
- 10) 花岡良一, 高田新三, 村雲正敏, 安斎秀伸: 電気学会論文誌A, **121-A** (2001) 224
- 11) 花岡良一, 中道裕之, 高田新三, 深見正: 電気学会論文誌A, **124** (2004) 399
- 12) 数元伊之助: 応用物理, **25** (1956) 264
- 13) W.F. Pickard: J. Appl. Phys., **33** (1962) 941
- 14) A. Watanabe: J. J. Appl. Phys., **12** (1973) 593
- 15) R. Hanaoka, R. Ishibashi and M. Kasama: T. IEE Japan, **113-A** (1993) 113
- 16) 竹山説三: 電磁気学現象論, p123, 丸善 (1972)
- 17) A.I. Zhakin: "Conduction Models in Dielectric Liquids", *Electrohydrodynamics*, ed. A. Castellanos, Springer Wien, New York (1998)
- 18) 今井功: 流体力学(前編), p53, 裳華房 (1979)