

電場による落下液膜の不安定挙動

Instability of Falling Fluid Sheet under Electric Field

儲 仁 才*・棚 澤 一 郎**・西 尾 茂 文*・高 野 清*・白 樫 了*

Rencai CHU, Ichiro TANASAWA, Shigefumi NISHIO, Kiyoshi TAKANO and Ryo SHIRAKASHI

1. 序 論

電場による気液界面の不安定波動を利用して凝縮熱伝達を促進する方法 (EHD 法) については様々な研究があるが、それらの主な対象は平滑管や平板などであった。一方、筆者らは最近、ローフィン付水平凝縮管を対象として、凝縮管直下にこれと平行に置いたワイヤ電極を使用した凝縮熱伝達促進法について実験を行い、ある印加電圧以上で急激に熱伝達率が高くなる現象を報告した¹⁾。観察によれば、これは、凝縮管底部から流下する凝縮液が電場により液膜状から液柱状に変化することと関連していると判断された。しかしながら、そのメカニズムは十分解明されていない。更に電場を印加した場合のフィン付管における滞留角度の変化は凝縮熱伝達の促進効果と直接関連している重要なパラメータなので、それを知るために下端から流下する液流構造を知る必要がある。

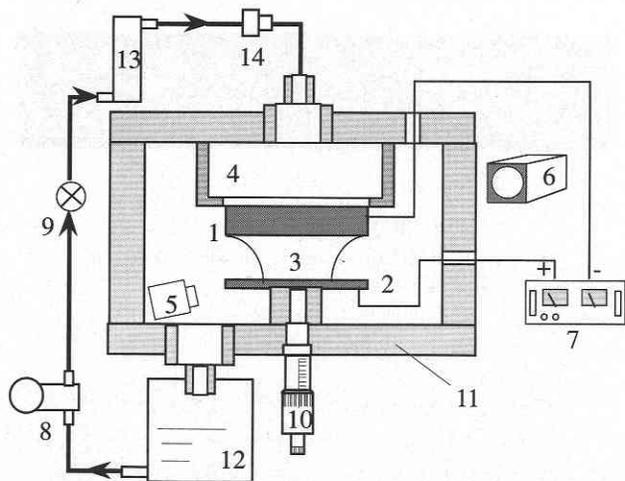
一方、電場下の気液界面の振る舞いに関しては、両電極に挟まれた気液界面²⁾、両側から電場がかけられた液膜³⁾、表面に軸対称の垂直電場がかけられた液柱³⁾及び流れ方向に沿って電場がかけられた落下液柱^{4,5)}などに関する研究が、線形安定理論の立場から行われている。例えば、流れ方向に沿って電場が印加された液柱については、電圧が小さい場合には安定な液柱が形成されるに対して、高い電圧の場合は、液柱が激しくゆれ、ある電圧を超えると液柱が破断する現象が報告されている^{4,5)}。しかし、本研究が対象とする流れ方向に沿って電場がかけられた落下液膜の振る舞いについては、参考にするべき報告がない。特に、電場による液膜から液柱への変化に関する研究は未だ報告されていない。

そこで、本研究では、電場印加状態における流下凝縮液の挙動をより明瞭に観察し、この現象の発生するメカニズム

を把握するために、電極間距離を拡大したモデル実験を行った。即ち、スリットノズル (アース側) から落下する液膜流れの下流に水平板電極を置き、その間に電圧を印加した場合の液膜の振る舞いを調べ、電場により液膜から液柱に変化する現象の確認とそのメカニズムの解明を試みた。

2. 実験装置と方法

図1に、実験装置の概略図を示した。実験容器はアクリル製である。1はノズル兼アース電極、2は板状電極、3は落下する液膜である。ノズルは、厚み2mmの2枚のス



- | | |
|--------------------------------|---------------------|
| 1: Nozzle (grounded electrode) | 8: Gear pump |
| 2: High potential electrode | 9: Valve |
| 3: Fluid sheet | 10: Micrometer head |
| 4: Tank | 11: Test vessel |
| 5: High-speed V.T.R. | 12: Tank |
| 6: Stroboscope | 13: Flow meter |
| 7: High voltage power supply | 14: Filter |

図1 実験装置図

*東京大学生産技術研究所 第2部

**東京大学名誉教授

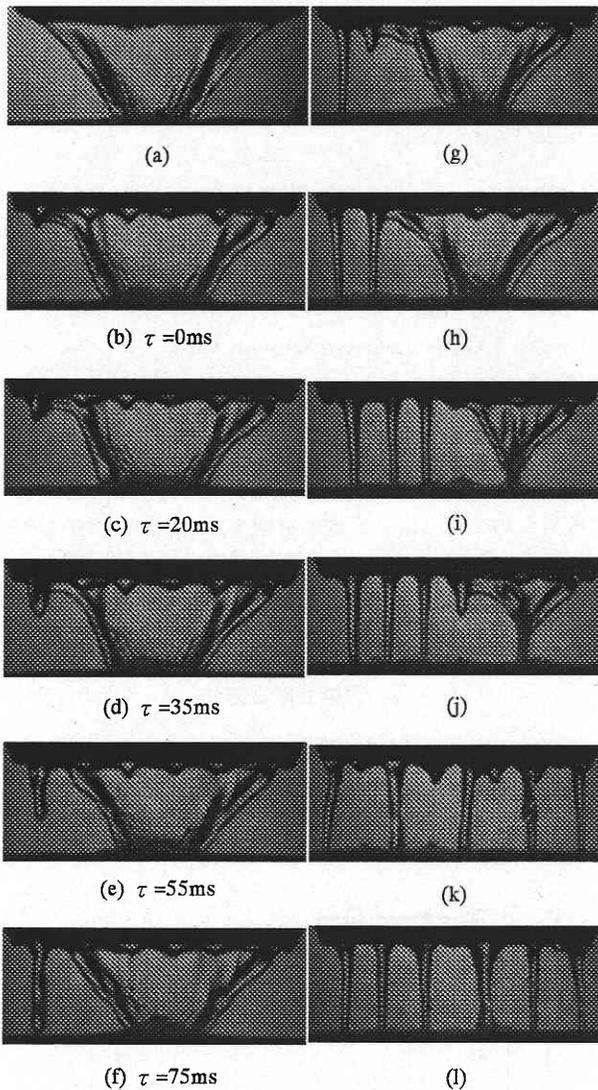


図2 電場による落下液膜の挙動
ノズル出口液膜流速 0.25 m/s, 電極間距離 17 mm,
(a) 印加電圧無し
(b) ~ (l) 印加電圧 27.4 kV

テンレス鋼板を 0.6 mm 間隔に平行に設置したものである。ノズルの幅は 55 mm である。但し、ノズル出口で一次元流れが形成されるようにノズル長さ方向の両側は開放式とした。

図中の太い実線は、試験液体の供給経路を示す。高電圧、大電流電源装置の使用を避けるために試験液体は、水と同じ粘性で導電性の低いシリコンオイルを選んだ。試験液体の循環には、小流量高圧力のギアポンプ8を使用した。電極間の距離は、マイクロメータヘッド10で高圧電極位置を調節することによりコントロールした。液体流速は、流

量計13により測定した。なお、液体温度は室温とした。液膜の様子は高速度ビデオを使って撮影した。

3. 電場下の落下液膜の振る舞い

図2に印加電圧による落下液膜から液柱への遷移過程を示した。電極間距離 H は 17 mm で、液膜のノズル出口流速 U_0 は 0.25 m/s である。図 (a) は電場を印加する以前の液膜流れの様子である。電極間に 27.4 kV の電圧を印加すると、図 (b) に見られるように、液膜流端部の上端に液柱の突起部が現れる。この突起部は、図 (c) では更に明瞭な形となっている。図 (d) と図 (e) では、この突起部が液柱となって長く下に延びていく様子が観察される。この液柱は、図 (f) でその先端が下の板電極に接触し、相対的に安定な液柱に至っている。時間が経過すると、図 (g) ~ 図 (l) に示されているように、図 2 (a) ~ (f) と類似した過程を経て液柱の本数が次第に増加していく或いはできていた液柱のとなりから新たな液柱が成長していく。最終的には液膜は6本の液柱へと変化している。この遷移過程では隣り合う液柱の合併も伴っている。因みに、27.4 kV 以下では、このような液柱への遷移は起こらなかった。

4. 臨界電圧に関する実験結果及びモデル解析

4.1 実験結果

図3に、液膜が液柱に変化し始める時の印加電圧いわゆる臨界電圧 V_c と電極間距離 H 及び液膜の流速 U_0 との関係を示した。電極間距離が大きくなるほど臨界電圧が大きくなることははっきり分かる。また、液膜流速の増加につれて、臨界印加電圧が高くなる傾向も明確に見られる。気液界面の相対速度に注目すると、相対速度が大きいほど、液膜不安定は発生しやすくなるはずである。しかし、流速の増加に従い、気液界面の形状が変化し、液膜の幅が増大

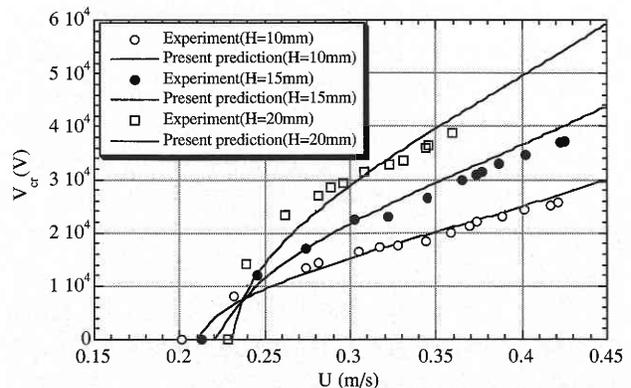


図3 臨界印加電圧に関する実験結果及び解析結果

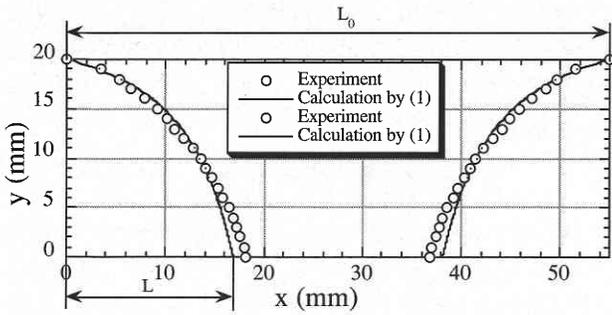


図4 落下液膜形状の計算

するために、気液界面の垂直方向の電場強度成分 $E_{a\perp}$ が小さくなり、気液界面の x 軸投影長さ L が短くなるため、同じ印加電圧でも電場による液面の不安定成長が遅くなり、液柱が形成しにくくなる。後者による影響が前者を上回ったため、液膜流速の増加に従い、臨界印加電圧が高くなる結果となったと考えられる。

4.2 モデル解析

4.2.1 落下液膜形状

まず、落下液膜形状を、ポテンシャルエネルギーと運動エネルギーの保存式から導かれる式 (1) により計算した。

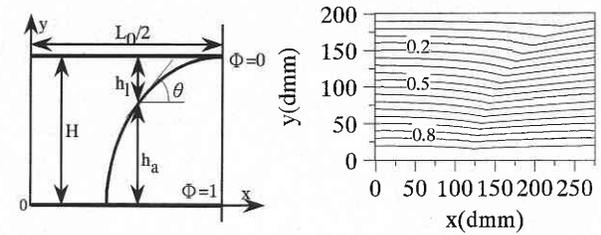
$$x = \frac{U_0 L_0}{2\sqrt{U_0^2 + 2g(H-y)}} \dots (1)$$

但し、流れは一次元流とし、表面張力と粘性の影響は無視し、液膜の厚みは一定と仮定した。 U_0 はスリットノズル出口の液膜流速で、 L_0 はスリットノズル出口幅である。図4は電極間距離 H が 20 mm の場合の式 (1) による計算値と実験値の比較である。ノズル出口流速は 0.26 m/s である。図から分かるように、表面張力の影響により、液膜はノズルから離れるほど計算値と実験値の差が大きくなるが、電極間距離の実験範囲は 20 mm 以内であり、この近似による (後述する) 危険波長計算値の相対誤差は最大 2% 以内にとどまるので、式 (1) による誤差は無視できると判断した。

4.2.2 電位分布

$$\frac{\partial^2 \phi_a}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_a}{\partial y^2} = 0 \dots (2)$$

$$\frac{\partial^2 \phi_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_l}{\partial y^2} = 0 \dots (3)$$



(a) 電位分布計算モデル (b) 電位分布の計算結果

図5 電位分布計算モデルとその計算結果

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial \phi_a}{\partial t} \dots (4)$$

$$\epsilon_l \frac{\partial \phi}{\partial n} = \epsilon_a \frac{\partial \phi_a}{\partial n} \dots (5)$$

次に、気液界面における電場分布を計算するために、式 (2) と式 (3) により液膜とその周りの空気中の電位分布を計算した。 ϕ は電位で、下付文字 a は空気側を、 l は液側を表す。 ϵ は比誘電率である。電位計算のためのモデルは図5に示す。上下二本の実線は上下電極を表し、 Φ は無次元電位を示す。電位分布を計算しやすくするために、電位分布は二次元であり、液膜の中心線 ($x=0$) と気液界面と電極端部 ($x=L_0/2$) の電場強度は均一であるとした。気液界面での境界条件は、表面真電荷がないとして、電束が連続であることと、接線方向での電場強度が等しいことから、式 (4) と式 (5) により与えた。図6に一例として、ノズル出口液膜流速が 0.3 m/s の場合の、液膜とその周囲空気における無次元電位分布を示した。

4.2.3 不安定臨界電圧

以上をもとに、落下液膜の端面が不安定化する臨界電圧を、積分平均モデルを用いて線形安定性理論により求める。

$$\begin{aligned} \rho_l \omega^2 = & -\rho_a u^2 \coth(mh_a) m^2 + \sigma m^2 \tanh(mh_l) \\ & - (\rho_l - \rho_a) g \cos(\theta) m \tanh(mh_l) \\ & - \frac{(1 - \epsilon_a / \epsilon_l)^2 \epsilon_0 \epsilon_a \epsilon_l m^2 \tanh(mh_l)}{\epsilon_l \tanh(mh_a) + \epsilon_a \tanh(mh_l)} E_{a\perp}^2 \dots (6) \end{aligned}$$

$$m = 2\pi / \lambda \dots (7)$$

$$E_{a\perp} = \frac{\partial \phi_a}{\partial n} \dots (8)$$

研 究 速 報

$$\frac{d(\rho_l \omega^2)}{dm} = 0 \dots\dots\dots (9)$$

$$\lambda_d = \frac{\int_0^L \lambda_d(l) dl}{L} \leq L \dots\dots\dots (10)$$

計算では、まず、水平からの傾斜角 θ の方向に速度 u で流れる液流が形成する気液界面の微小擾乱に対する線形化された擾乱方程式 (6) により、その角度における危険波長 λ_d を計算する。ただし、 ω は微小擾乱に対する擾乱角速度で、 ρ は流体密度で、 u は液膜流速で、 E_{\perp} は気液界面垂直方向における電場強度で、 σ は液膜の表面張力である。 λ は波長、 m は波数を表す。式 (6) の右第 1 項は相対流速による擾乱促進項、第 2 項は表面張力による擾乱減衰項、第 3 項は重力による擾乱促進項、第 4 項は電気力による擾乱促進項である。擾乱成長速度 ω が最大となる波長いわゆる危険波長 λ_d は、式 (9) により定義される。次に、式 (10) に示したように、図 4 の液膜流端面は、上述のようにして計算される危険波長 λ_d の X 軸に対する投影積分平均値が気液界面の X 軸に対する投影長さ L (図 4 参照) より短くなった場合に不安定化するとした。図 3 に式 (6)、

(7)、(8)、(9)、(10) による計算結果と実験データとの比較を示した。図から、本計算は多くの仮定に基づいているが、投影積分平均モデルを用いて計算した結果は実験値とほぼ一致することがわかる。

4. 結 論

(1) 落下液膜の流れ方向に沿って電場を印加する場合には、ある印加電圧を超えると、液膜が液柱状に変化することが実験的に確認できた。そして、液膜流速の増大に従い、液膜が液柱状に変化させる印加電圧いわゆる臨界印加電圧は大きくなる傾向が見られた。

(2) 投影積分平均モデルを用いて、液膜から液柱に変化させる臨界印加電圧を予測できることがわかった。

(1998年6月9日受理)

参 考 文 献

- 1) 儲・棚澤・高野・西尾, 機論(B), **64**-618 (1998), 485.
- 2) J. R. Melcher, The Physics of Fluids, Vol. **4**, No. 11, 1961, 1348.
- 3) J. M. Crowley, The Physics of Fluids, Vol. **8**, No. 9, 1965, 1668.
- 4) S. Sankaran and D. A. Saville, Phys. Fluids A, Vol. **5**, No. 4, 1993, 1081.
- 5) S. G. Taylor and M. D. Van Dyke, proc. Roy. Soc. Lond. A., **313** (1969), 453.