

第 4 章

進行波電界による絶縁性液体中のEHD気泡運動制御

4.1 序論

地上において液体中の気泡に作用する外力の第1は浮力である。浮力を減少させること、また、その作用のもとで気泡運動を自由に制御することは困難である。近年、液体中の気泡の力学的作用は、宇宙利用技術において重要な問題となっている。異なった大きさの気泡の見かけ上の浮力を減少させたり、また気泡運動の制御は微小重力環境においてだけでなく、地上環境においても化学工学的な面で応用できると思われる。

進行波電界中の気泡についての一連の研究はJ.S.Changらによって行われた⁽²⁰⁾。文献 [20] は、傾いた長方形のチューブをトランス油で満たし、その上部の壁に3相平板電極を取り付けたものである。チューブの壁の上部に沿って異なった半径の気泡に電圧を印加することにより、気泡制御が可能であることがわかった。

そこで本章では、進行波電界中での気泡の電気流体力学的作用についてより詳しく実験を行い、そのような電界中における浮力の減少や、気泡の輸送に注目した。すなわち、進行波電界中での気泡運動の実験⁽⁴⁷⁾と計算機シミュレーションの比較を行った⁽⁴⁸⁻⁵²⁾。このデータは化学工学技術、特に気液混合相の研究への応用が可能である。EHD気泡運動制御は電界カーテンの1つの応用である。また、微小重力環境すなわち宇宙重力環境での実験を考慮すると、装置全体をコンパクトにする必要がある。そのためにインダクション・モータの回転数制御に用いられる市販のインバータ電源と小型高圧変圧器（ネオントランス）を組み合わせた、いわゆる簡易型電源を用いて同様な実験も行った^(53, 54)。

4.2 実験装置

4.2.1 EHD気泡運動制御装置

基本的な実験装置の概略について以下に述べる。まず、電極としては、図2.1のような進行波電界形成用の平行円筒電極列を利用している。ここで使用した電極は、電極からの電荷注入を押さえる効果と液体の汚染による性能低下をさせないために、芯線径1mmの電極自身にはテフロン被覆を施し、外径2mmのテフロン被覆電極として使用した。そのテフロン被覆の平行円筒電極列は、図4.1に示すように、電極間ピッチ $p=2.5\text{mm}$ で、灯油中に直接配設したものである。したがって、電極と電極の隙間は0.5mmあいている。灯油中の平行円筒電極列とエアストーンを上方向から見た写真を図4.2に示す。進行波電界を形成するため、電極列には、周波数可変型の3相交流高電圧電源を接続している。

進行波電界は、非接触バリヤ方式で荷電粒子に作用する。この電極の配列は、元福井工業大学学長の増田閃一により電界カーテンとして設計された⁽⁴⁰⁾。本実験では、微小な気泡（直径：0.2～0.3mm以下）を小型空気ポンプに接続されたエアストーンから供給している。

高電圧電源は、120°位差のある3相高電圧の正弦波で、3本の高電圧真空管式・電力増幅器から発生させる。この電源は周波数が5～50Hzの範囲で、相電圧波高値が0～15kVの範囲まで調節可能である。また、高電圧出力端子に2000:1の分圧器を介してオシロスコープを接続し、印加電圧と周波数を測定した。

気泡運動の観測を行うために、ビデオカメラを用い、またビデオ画像を用いて定量解析を行った。

絶縁性液体としては、市販の灯油やシリコン油を用いた。両方の液体については比誘電率 ϵ_m が2.2～3で、導電率 σ_m が 10^{-13} ～ 10^{-14} S/mである。

室温での液体の動粘度 ν_m は灯油が2 cStでシリコーン油（東芝：TSF451）が10 cStである^(55, 56)。液体粘性は実験での周囲の温度により変化するが、その値は特に温度制御しなかった。

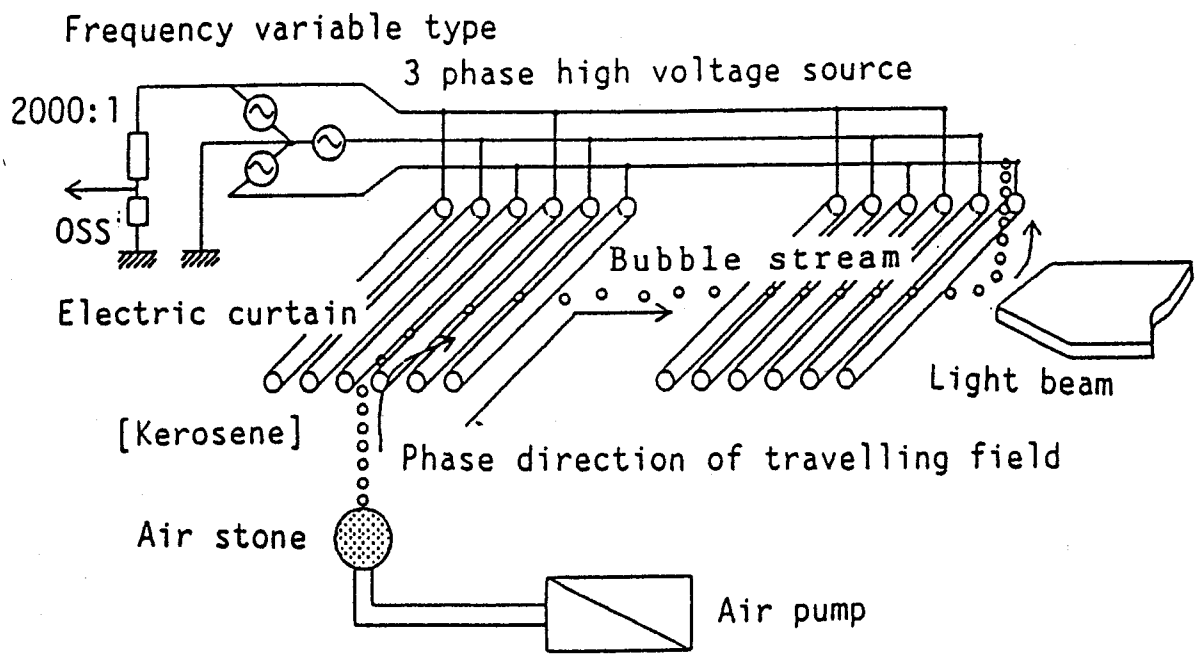


図 4. 1 3 相高電圧が印加された平行円筒電極列

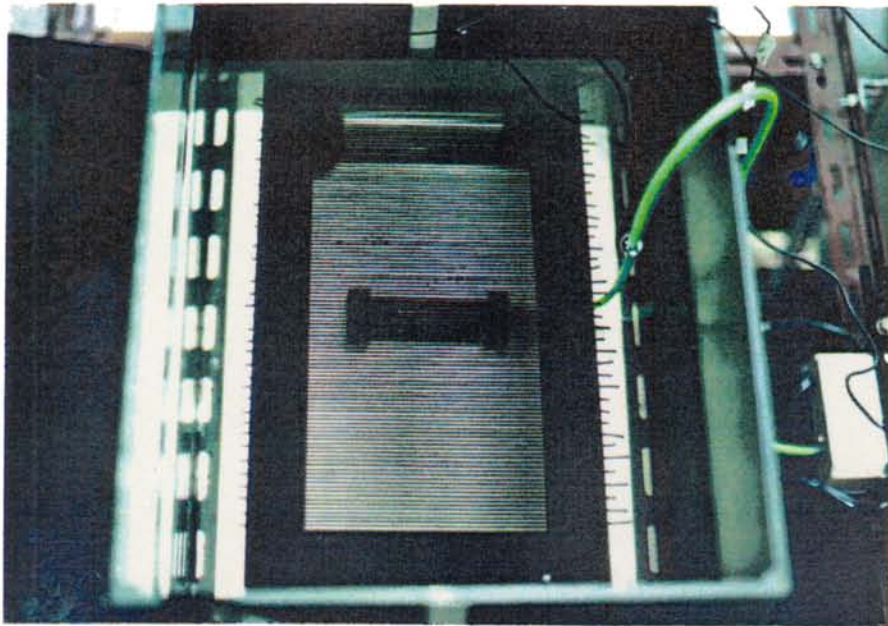


図 4. 2 灯油中の平行円筒電極列とエアストーン
(電極間ピッチ $p = 2.5 \text{ mm}$)

4.3 実験方法および実験結果

4.3.1 気泡の大きさと電荷量

ここでは、気泡の直径、および電荷量について実験的推定を行った。これは、後述するEHD気泡運動の計算機シミュレーションを行う場合に重要な要素の1つである。

まず、気泡の粒径の推定はエアストーンから供給される気泡群を実体顕微鏡により観測し、その画像をビデオ撮影した。そのビデオ画像を14インチのカラーモニタに再生し気泡の粒径を計測した。

その結果、100個の気泡の粒径の平均粒径は、0.228mmであった。その粒径分布は、0.20～0.23mmの範囲で、気泡の粒径は、ほとんど均一であった。実際に気泡を実体顕微鏡を用いて撮影した代表的な例を図4.3に示す。画像自体は気泡を黒塗り画像処理を行っている。

したがって、気泡の粒径は約0.2mmであると推定できる。

次に、気泡の電荷量であるが、これはミリカン法により気泡の電荷量の推定を行った。これは、気泡に働く浮力とクーロン力をバランスさせることにより気泡の電荷量を推定するものである。

気泡に働く浮力 F_b は、次のように定義される。

$$F_b = \rho_m g V_{bv} \quad (4.1)$$

ここで、

ρ_m	: 灯油の密度	[kg/m ³]
g	: 重力加速度	[m/s ²]
V_{bv}	: 気泡の体積	[m ³]

F_b が電界強度 E のときクーロン力とバランスしている場合、次の式から気泡の電荷量を求めることができる。

$$QE = F_b$$
$$Q = F_b/E \quad [C] \quad (4.2)$$

以上の式から印加電圧 3.9 kV で気泡がバランスしたと仮定すると、気泡の電荷量は、

$$Q = -1.04 \times 10^{-13} [C] \quad (4.3)$$

となる。

つまり、粒径 0.2 mm の気泡は 10^{-13} C のオーダーで正味の電荷をもっており実験からは -1×10^{-13} C であるということが判った。

ただし、気泡の上昇運動を単純な直流平等電界のみで阻止し、静止状態を保つことは Earnshaw の定理により不可能なため、今回推定された (4.3) 式の値は、単純な上昇運動が阻止され、水平方向、あるいは、ゆるやかな斜め方向の上昇運動が現れるときの印加電圧より推定したものである。

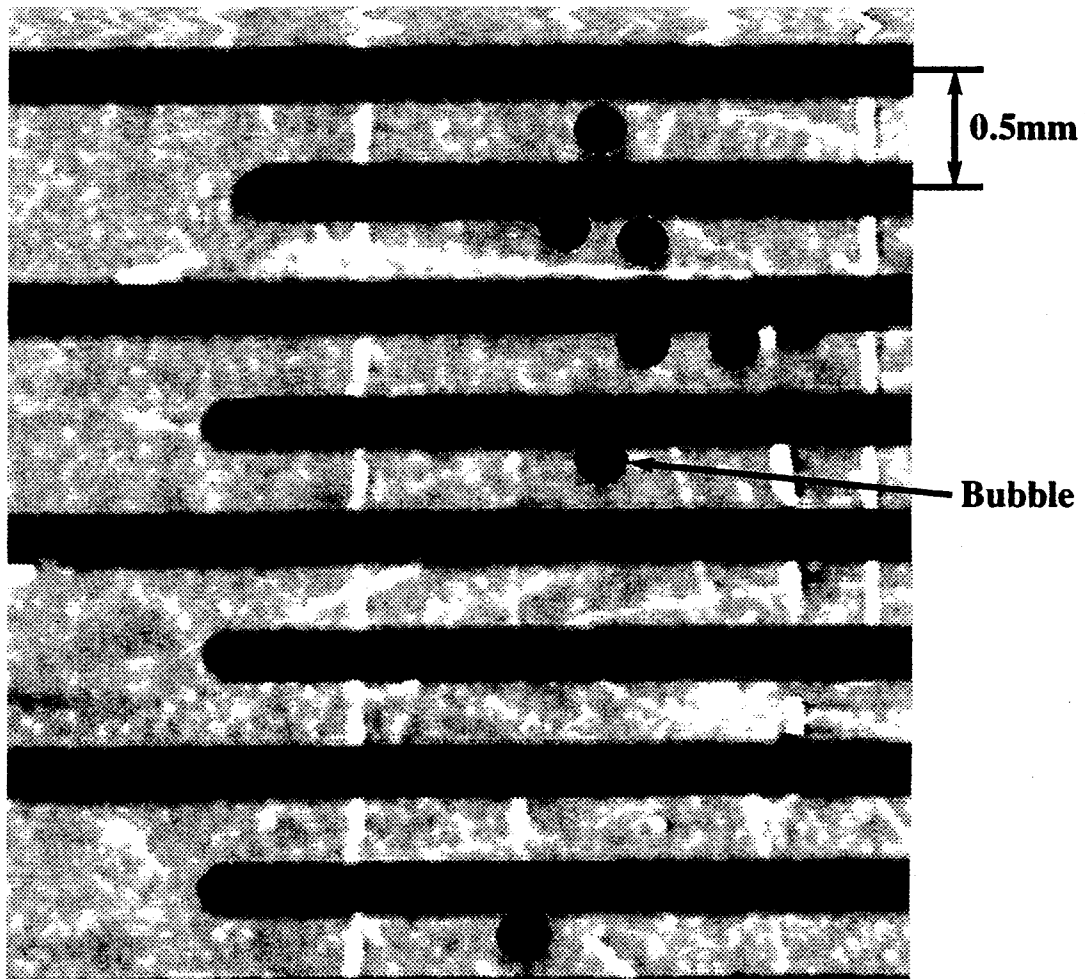


図4.3 気泡の大きさ

4.3.2 EHD気泡の基本的運動モード

図4.4は、電圧を印加しない無電圧状態の気泡が円筒線電極の隙間からすり抜けているようすを示している。図4.5(a)は、低周波3相交流電圧を印加することによりエアストーンからの気泡が平行円筒電極列の直前で阻止され、進行波電界と同方向に輸送されていることを示している。この場合、相電圧は波高値で8kV、周波数は8Hz、気泡の直径は、約0.2mmである。また、この状態から急激に電圧をOFFにすると、図4.5(b)のように横方向へ輸送されていた気泡が一気に電極間の隙間からすり抜けていくようすが判る。その数秒後、図4.4の状態となる。

灯油中での浮力による気泡の上昇速度 V_b は、Stokesの定理により次のように与えられる。

$$V_b \equiv \rho_m V_{bv} g / 6\pi\eta_m a \quad (4.4)$$

ここで、

ρ_m	: 液体の密度	[kg/m ³]
g	: 重力加速度	[m/s ²]
V_{bv}	: 気泡の体積	[m ³]
η_m	: 液体の粘性率	[Ns/m ³]
a	: 気泡の半径	[m]

この式から、灯油中の直径0.2mmの気泡の上昇速度 V_b は0.018 m/s、すなわち、1.8 cm/sである。ビデオの観測から進行波電界による気泡の輸送速度 V_d の最大値は、一般的な気泡の上昇速度 V_b の約4~5倍程度であった。

上記の結果に加えて、印加電圧と周波数のある領域になると停滞モードが現れる。このような場合、電極の直前で気泡は、進行波電界の気泡輸送作用に関係なく保持される。図4.6(a)では、電極の隙間からす

り抜ける気泡が全く見られなかった。また、この状態から急激に電圧を OFF にすると、図 4.6 (b) のように電極の直前に停滞していた気泡が一気に電極間の隙間からすり抜けていく様子がわかる。その数秒後、図 4.4 の状態となる。



図4.4 浮力によって上昇する気泡が電極の隙間からすり抜けている
電極の隙間：0.5mm，気泡の直径0.2mm
(無電圧)

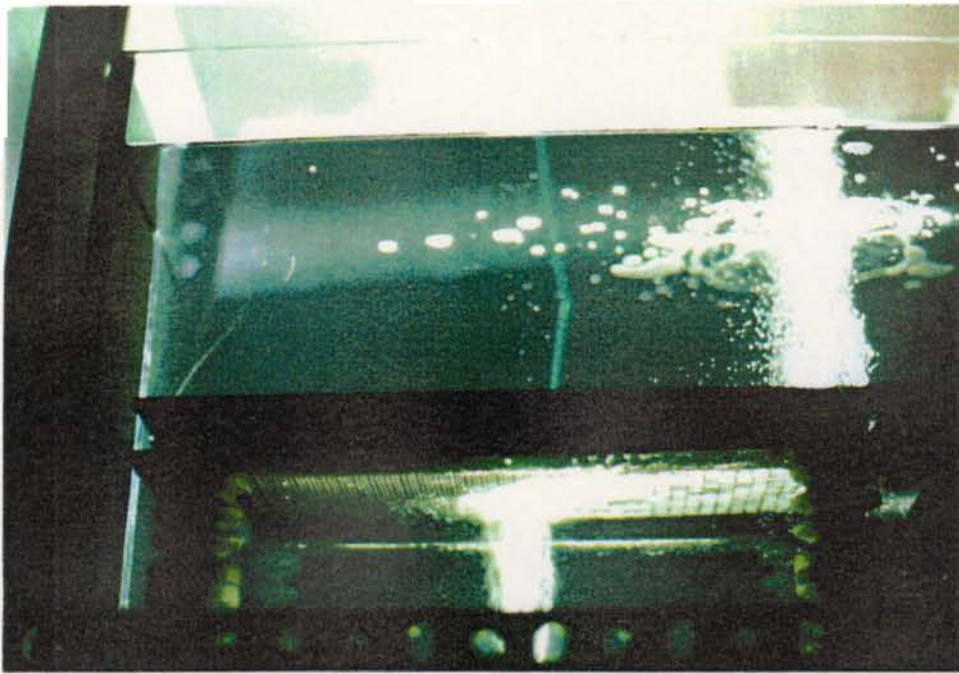


図4.5 (a) 気泡が電極直前で阻止され進行波電界と同方向に輸送されている
($V = 7\text{kV}$, $f = 10\text{Hz}$)

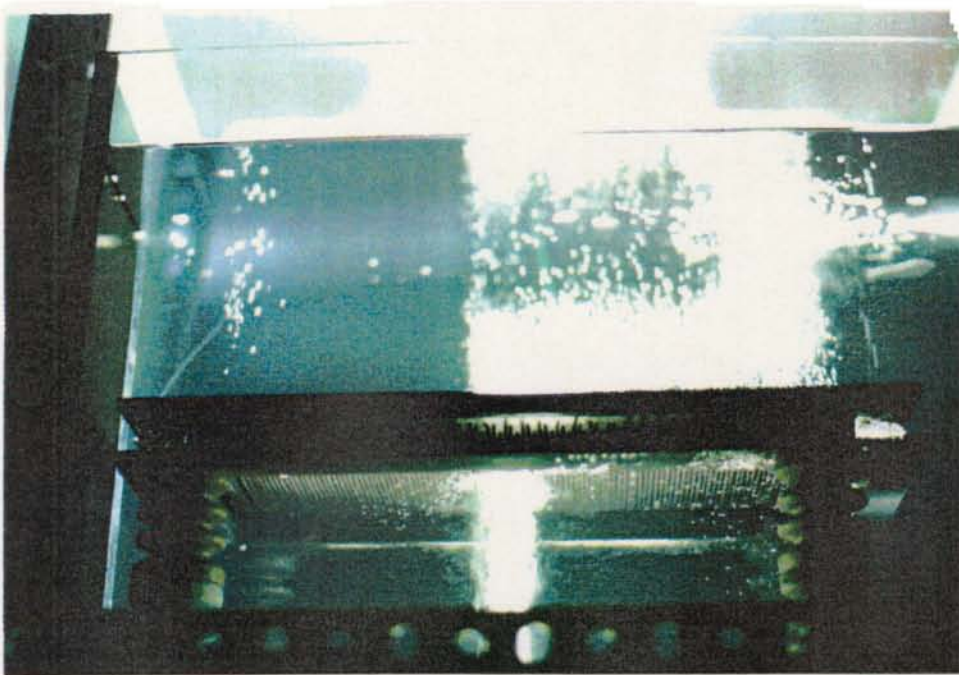


図4.5 (b) 気泡が進行波電界と同方向に輸送されている状態から
電圧を一気にOFFした瞬間

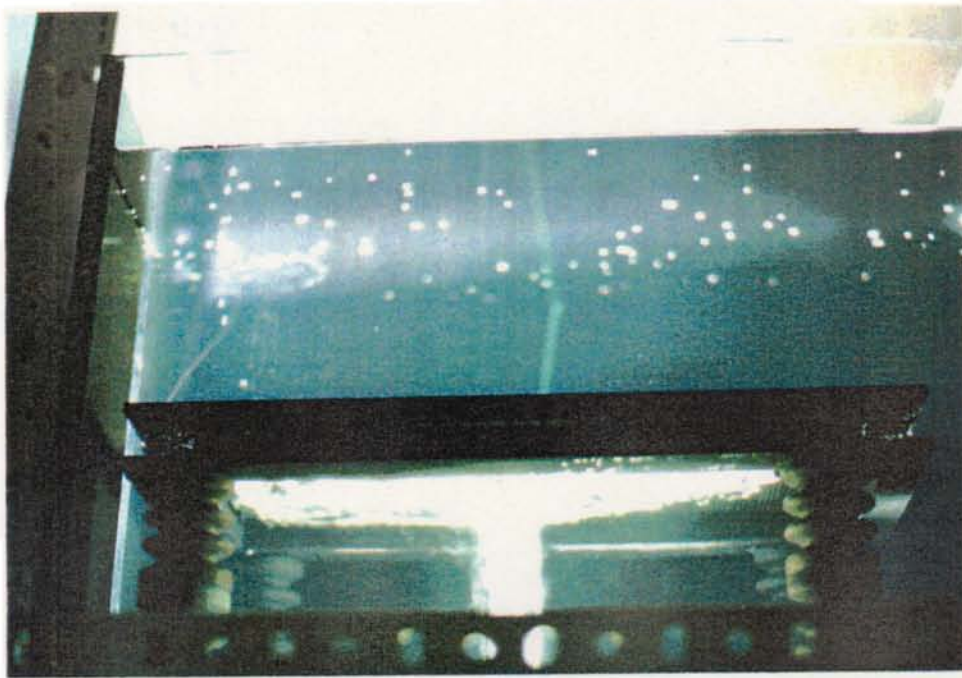


図4.6 (a) 上昇運動してきた気泡が電極直前で阻止され停滞している
($V=7\text{kV}$, $f=20\text{Hz}$)

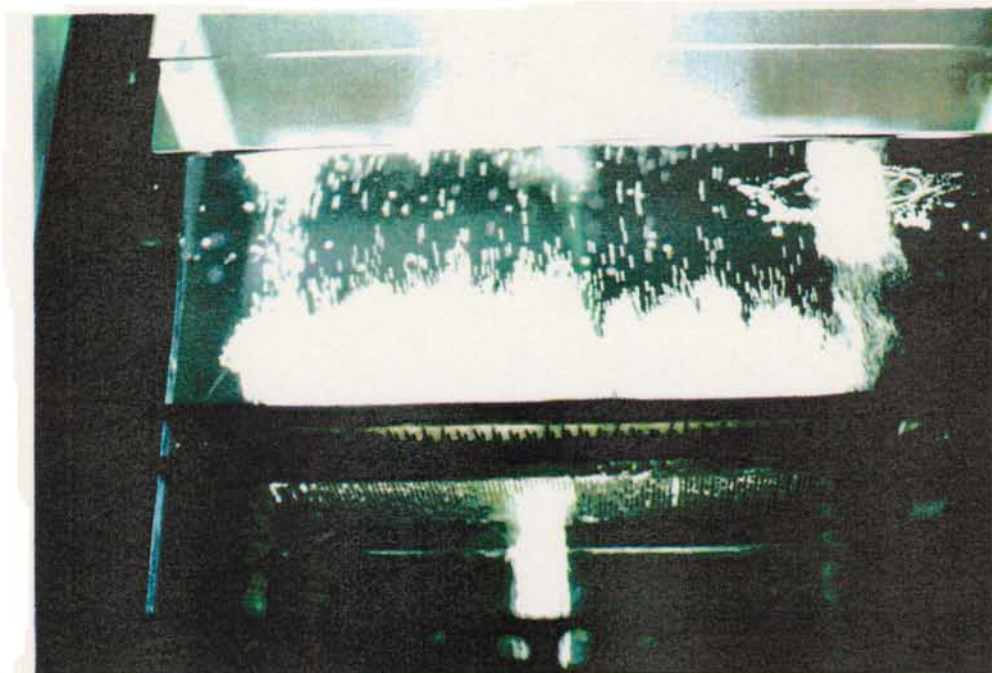


図4.6 (b) 気泡が電極の直前で阻止され停滞している状態から
電圧を一気にOFFした瞬間

4.3.3 EHD気泡運動の阻止および輸送制御の周波数特性

気泡の輸送モードと停滞モードの電源周波数と印加電圧に対する特性を図4.7(a), (b)に示す。図4.7(a), (b)は、それぞれ灯油、シリコン油に対する特性を示している。この実験では相電圧の波高値Vは0~10kVで、周波数fは5~50Hzで変化させている。

○印によって示されている領域は、すり抜けモードである。代表的な例は図4.4(a)である。これは無電圧状態と同様に上昇してきたすべての気泡が電極間をすり抜けていく領域である。気泡阻止の閾値電圧は、灯油もシリコン油の場合も同じ電圧を示している。その閾値電圧は、約2.5kVであり周波数には依存しないことが判った。

+印によって示されている領域は、進行波輸送モードである。代表的な例は図4.5(a)である。これは、印加電圧の相順と同方向、すなわち、進行波と同方向に気泡が輸送される領域である。この進行波輸送モードが、進行波電界の特徴を最も良く表している。

●印によって示されている領域は、停滞モードである。代表的な例は図4.6(a)である。これは、気泡が電極の直前でわずかに振動するだけで輸送はされない領域である。気泡は、ただ単純に進行波電界で見かけ上の浮力が阻止され停滞させられていることが判った。また、その停滞モードの気泡は、図4.12(c)に示すように円筒線電極の隙間からすり抜けることは全くない。

また、EHD気泡運動の周波数制御の応用として、微小重力環境、すなわち、宇宙重力環境におけるジェット燃料内の気泡除去などが考えられる⁽⁵⁷⁾。そこで、微小重力環境下においての同様な実験を行うため、装置全体のコンパクト化を行うことにした。その装置全体の写真を図4.8に示す。市販の簡易型電源の特徴および電圧波形(図2.10参照)については、2.3.1節に述べた。この簡易型電源を使用して灯油中のEHD気泡運動の特性を調べた結果を図4.9に示す。従来型電源による結果(図4.7(a)参照)と比べると、+印の進行波輸送モードの領域の周波数帯が15Hz前後となる。多少全体的に+印の領域が上がっていることが判った。また気泡阻止の閾値電圧は約2.5kVで同じ程度であることも判った。

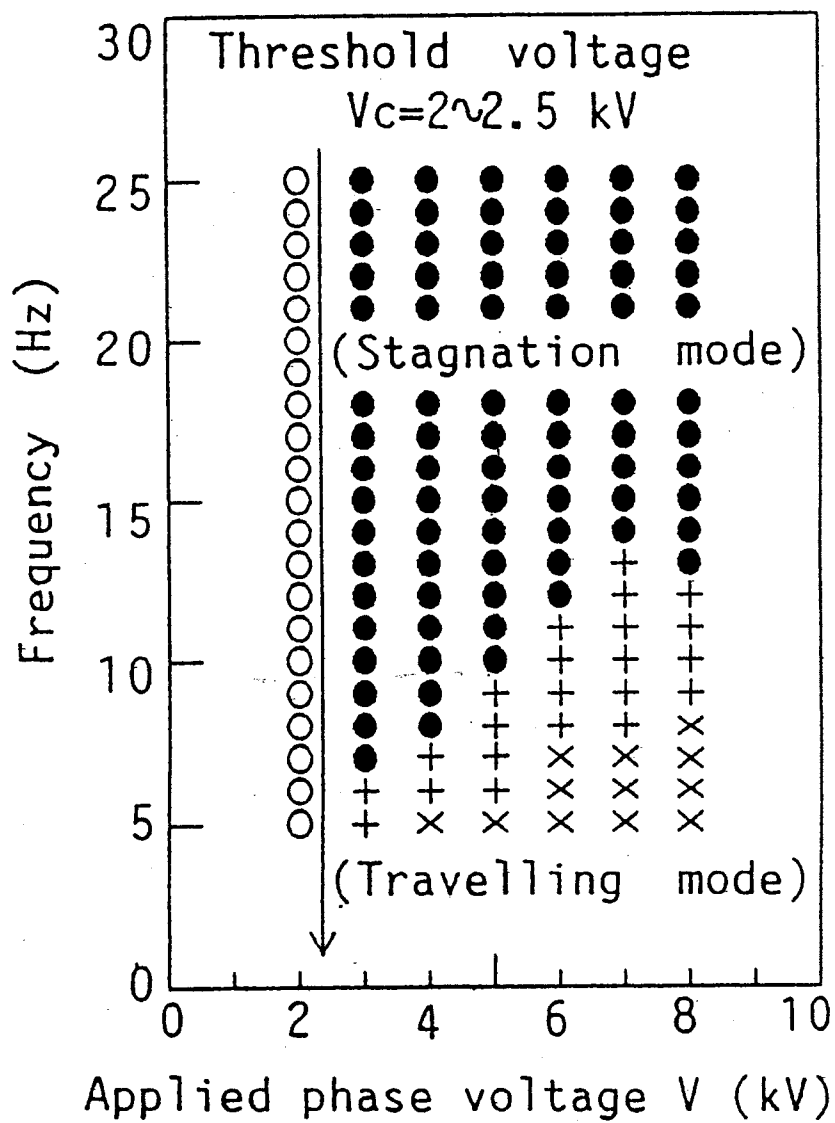


図 4.7 (a) 気泡運動の特性
 (灯油)

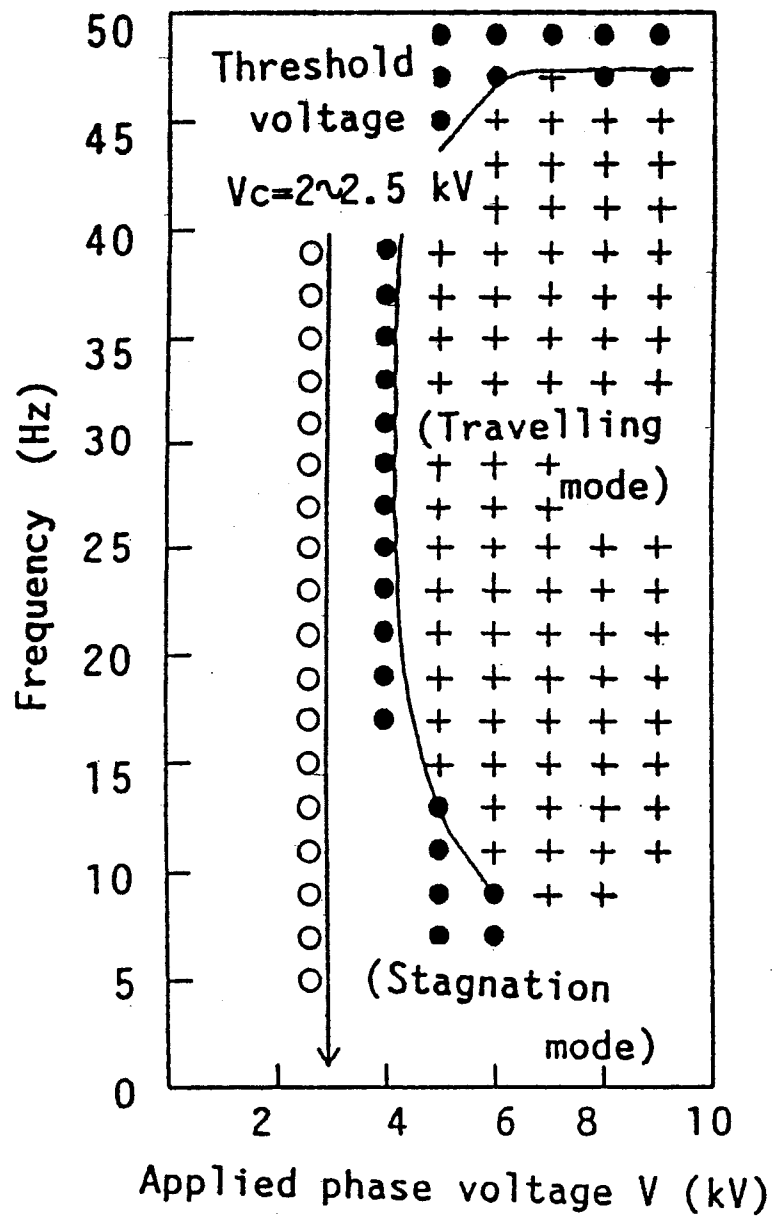


図4.7 (b) 気泡運動の特性
(シリコン油)

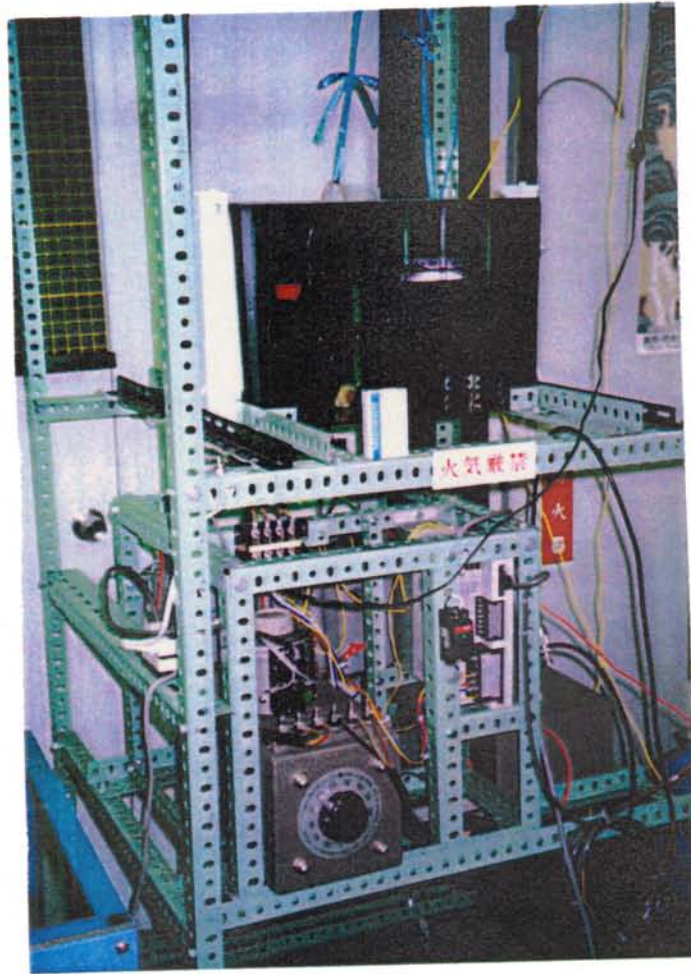


図 4.8 EHD気泡運動制御装置
(簡易型電源)

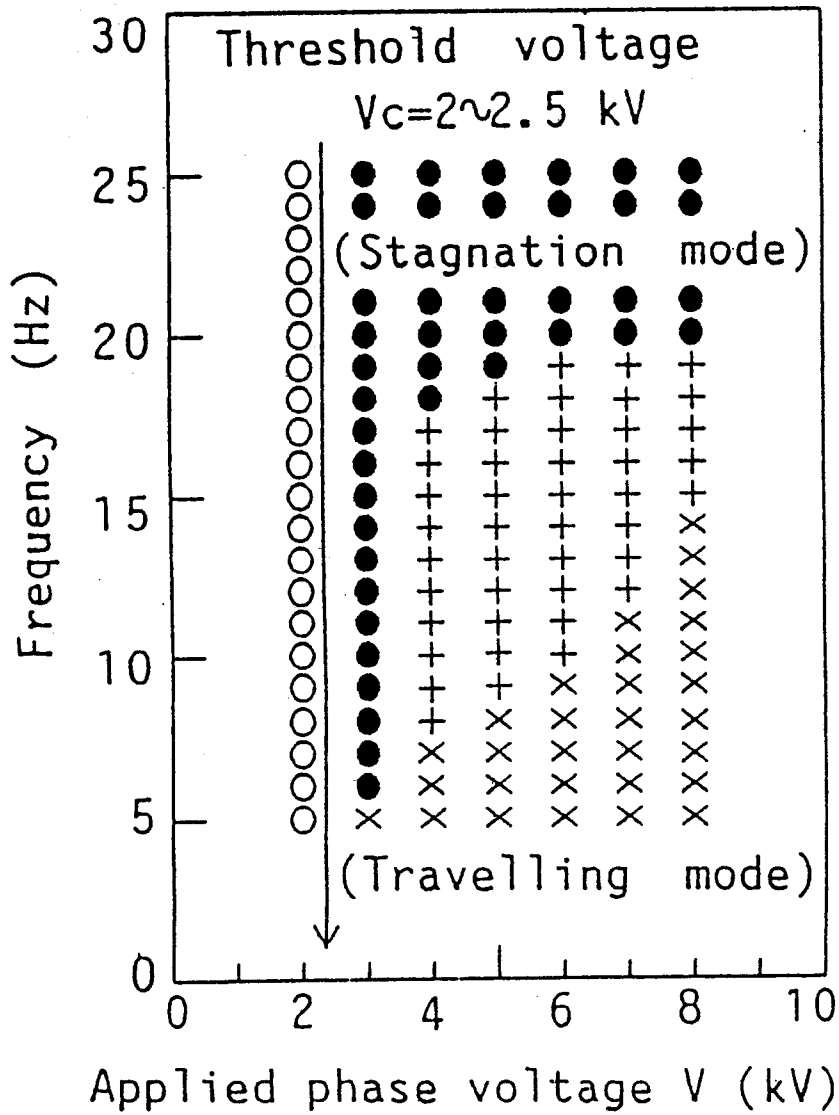


図 4.9 簡易型電源による気泡運動の特性

4.3.4 EHD気泡運動の輸送速度特性

図4.10は周波数に対する気泡の輸送速度 V_d を示している。 V_d は時間平均であり、パラメータは相電圧の波高値である。その速度はビデオ画像より測定した。気泡の輸送速度が印加電圧に依存せず、周波数の増加にともない $V_0 = \omega/k$ （電界の伝搬速度）のラインにほぼ一致することは注目すべき点である。

この現象は、空気中での進行波電界カーテンを用いた荷電された微粒子の輸送の場合には見られなかった。

また、簡易型電源によるEHD気泡の輸送速度特性も実験した結果を図4.11に示す。従来型電源による実験結果（図4.10参照）と比べると、電界の伝搬速度 V_0 のラインには一致しないが、10~20Hzの間で、急に輸送速度が零となる。いわゆる進行波モードから停滞モードになる基本的な特性としては、簡易型電源の場合においても現れることが判った。

これらの特徴は、化学分野の静電気の応用である質量、熱、運動の変換として利用できるだろう。特に、微小重力環境、すなわち、宇宙重力環境におけるジェット燃料内の気泡除去などの、各種流体制御には有益であると考えられる⁽⁵⁷⁾。

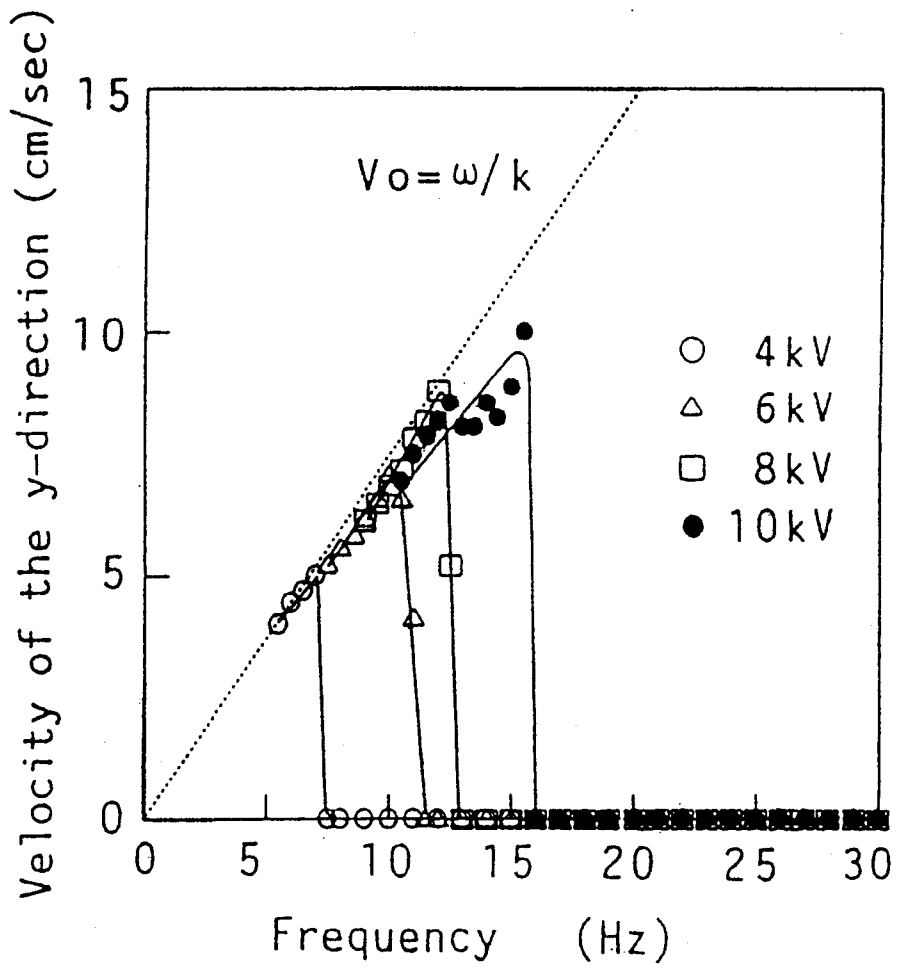


図 4.10 EHD気泡の輸送速度特性
(灯油)

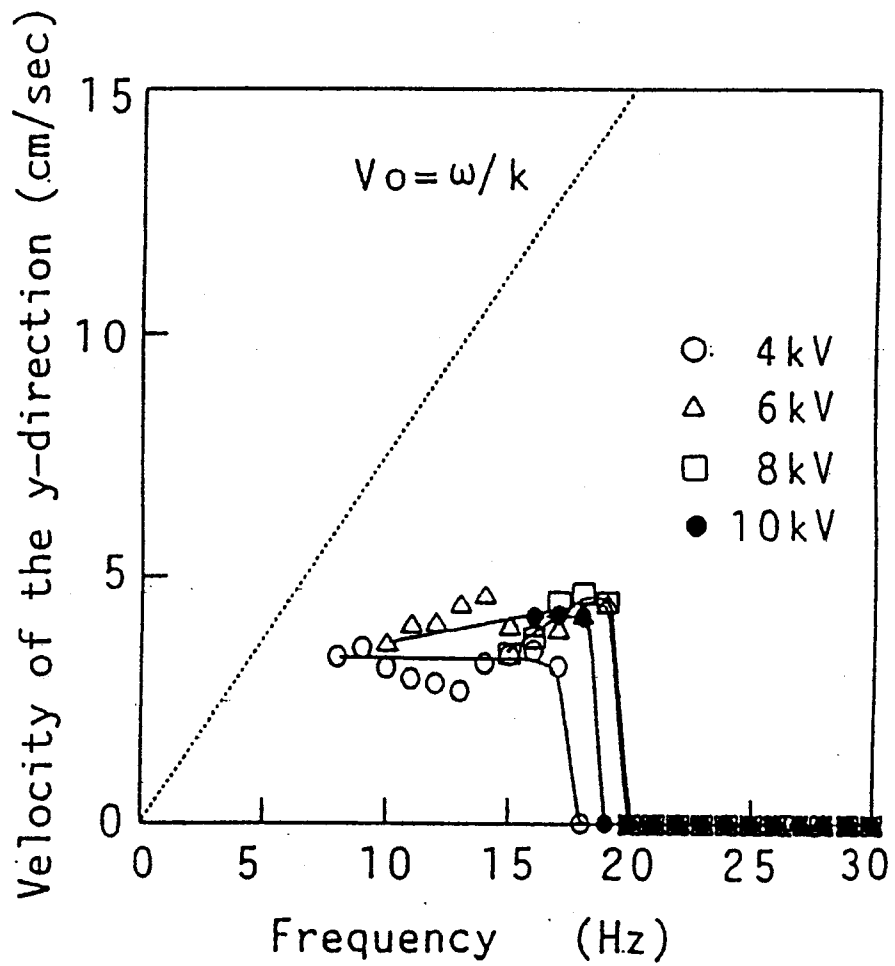


図4.11 簡易型電源によるEHD気泡の輸送速度特性
(灯油)

4.4 理論的考察

4.4.1 EHD気泡運動の運動方程式

交流不平等電界によって、気液混合相に作用する電氣的な力は、電磁気学の基礎的な知識により一般的には、次のように表現される。

$$\begin{aligned}
 \mathbf{F} = Q\mathbf{E} & \\
 & - (1/2)\epsilon_0 \mathbf{E}^2 \text{grad}(\epsilon_m) \cdot 4\pi a^3 / 3 \\
 & + (1/2)\text{grad}(\mathbf{E}^2 \epsilon_0 \rho_m d\epsilon_m / d\rho_m) \cdot 4\pi a^3 / 3 \\
 & + 2\pi a^3 \left[(\epsilon_b - \epsilon_m) / (\epsilon_b + 2\epsilon_m) \right] \epsilon_m \epsilon_0 \text{grad}(\mathbf{E}^2) \quad (4.5)
 \end{aligned}$$

ここで、

a	: 気泡の半径	[m]
ϵ_b	: 気泡の比誘電率	[-]
ϵ_m	: 液体の比誘電率	[-]
ϵ_0	: 真空の誘電率	[F/m]
Q	: 気泡の帯電量	[C]
ρ_m	: 液体の密度	[kg/m ³]

(4.5) 式の右辺の項は、次のように定義される。

第1項：正味の空間電荷密度によるクーロン力、

または、気泡の真電荷密度による電気泳動力

第2項：空間の変化による液体の誘電率の変化に基づく力

第3項：液体密度 ρ_m により液体の誘電率 ϵ_m が変化する時に生ずる力

第4項：気泡と液体の誘電率の違いによるグレーディエント力（傾度力）

第4項のグレイディエント力は、気液混合相にとって最も主要なものである。 $\epsilon_b < \epsilon_m$ のとき、この力は電界の弱い方へ向く。

本研究では、第1近似として、(4.5)式の第1項のクーロン力 \mathbf{F}_e と第4項のグレイディエント力 \mathbf{F}_g だけを考慮した。すなわち、

$$\mathbf{F}_e = Q \mathbf{E} \quad (4.6)$$

$$\mathbf{F}_g = 2\pi a^3 \left[(\epsilon_b - \epsilon_m) / (\epsilon_b + 2\epsilon_m) \right] \cdot \epsilon_m \epsilon_0 \text{grad} (\mathbf{E}^2) \quad (4.7)$$

4.4.2 平行円筒電極列による電位・電界関数の第1次近似

電界計算を行うために、図2.1の座標について、増田らが求めた次の3相進行波の電位関数を用いた⁽⁴⁵⁾。

$$U(x, y, t) = \left(-\lambda / 4\pi \epsilon_m \epsilon_0 \right) \sum_{j=1}^3 \cos \left[\omega t - (j-1) 2\pi / 3 \right] \cdot \ln \left[\cosh ky - \cos \left(kx - (j-1) 2\pi / 3 \right) \right] \quad (4.8)$$

この方程式が円筒電極列による電位関数の第1近似である。 x , y 方向の電界の強さは次のようになる。

$$\begin{aligned} E_x &= -\partial U(x, y, t) / \partial x \\ &= \left(3k\rho_i / 4\pi \epsilon_m \epsilon_0 \right) \left[\sum_{n=1,4,7,\dots}^{\infty} \exp(-nk|x|) \right] \\ &\quad \cdot \cos(\omega t - nk y) + \sum_{n=2,5,8,\dots}^{\infty} \exp(-nk|x|) \\ &\quad \cdot \cos(\omega t + nk y) \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} E_y &= -\partial U(x, y, t) / \partial y \\ &= \left(-3k\rho_i / 4\pi \epsilon_m \epsilon_0 \right) \left[\sum_{n=1,4,7,\dots}^{\infty} \exp(-nk|x|) \right] \\ &\quad \cdot \sin(\omega t - nk y) + \sum_{n=2,5,8,\dots}^{\infty} \exp(-nk|x|) \\ &\quad \cdot \sin(\omega t + nk y) \end{aligned} \quad (4.10)$$

ここで,

$k = 2 \pi / 3 p$: 波数	[rad/m]
ρ_i	: 線電荷密度	[C/m ³]
ω	: 角周波数	[rad/s]
p	: 電極間ピッチ	[m]
	(軸中心から軸中心までの距離)	
ϵ_0	: 真空の誘電率	[F/m]

$n = 1, 4, 7, \dots$ の場合には y の正方向へ反時計回りに回転しながら進み, $n = 2, 5, 8, \dots$ の場合には y の負方向へ時計回りに回転しながら進む⁽⁴⁵⁾.

グレーディエント力 \mathbf{F}_g は (4.9), (4.10) 式を (4.7) 式に代入することにより得られる.

$$\mathbf{F}_g = F_{g0} \left[\mathbf{i} \partial \left(E_x^2 + E_y^2 \right) / \partial x + \mathbf{j} \partial \left(E_x^2 + E_y^2 \right) / \partial y \right] \quad (4.11)$$

$$F_{g0} = 2\pi a^3 \left[(\epsilon_b - \epsilon_m) / (\epsilon_b + 2\epsilon_m) \right] \epsilon_m \epsilon_0 \quad (4.12)$$

ここで,

\mathbf{i}, \mathbf{j} : x, y 方向のそれぞれの単位ベクトル

(4.9), (4.10) 式において, 主要な項として, $n = 1, 4$ と $2, 5$ だけの和のみを採用する.

また, \mathbf{E}^2 と $\text{grad}(\mathbf{E}^2)$ の結果から出た高い数の項を省略し, (4.11) 式は, 次のような第1近似として書き換えられる.

$$\begin{aligned} \partial(E_x^2 + E_y^2) / \partial x \equiv & - \left(3 k \rho_i / 4 \pi \epsilon_m \epsilon_0 \right)^2 2 k \\ & \cdot \exp(-2 k |x|) \\ & \cdot \left[1 + 3 \exp(-k |x|) \cos(2 \omega t + k y) + 2 \exp(-2 k |x|) \right] \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\partial(E_x^2 + E_y^2) / \partial y \equiv - \left(3 k \lambda / 4 \pi \epsilon_m \epsilon_0 \right)^2 \left[2 k \cdot \exp(-3 k |x|) \cdot \sin(2 \omega t + k y) \right] \quad (4.14)$$

進行波電界によるEHD気泡運動制御における理論的解析は、電気流体力学的反発力と気泡の浮力のバランスによるものと捉えられる。すなわち、上昇する気泡の運動解析は、灯油のような粘性液体中で、次のような進行波電界におけるEHD気泡運動の運動方程式を解くことである。

$$M_{be} d^2 \mathbf{R} / dt^2 + 6 \pi \eta_{me} a \cdot d \mathbf{R} / dt = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_a \quad (4.15)$$

ここで、

- | | | |
|----------------|----------------------------------|--------------------------|
| M_{be} | : 気泡に相当する質量 (等価質量) | [g] |
| \mathbf{R} | : 気泡の位置ベクトル | [m] |
| η_{me} | : 媒体 (液体) に相当する力学的粘性
(等価粘性係数) | [N s / m ³] |
| a | : 気泡の半径 | [m] |
| \mathbf{F}_g | : グレーディエント力 | |
| \mathbf{F}_e | : クーロン力 | |
| \mathbf{F}_a | : 浮力などの外力 | |

M_{be} は、気泡に相当する質量であり、 η_{me} は、動いている気泡による周囲媒体の加速を考えるとときに相当する等価的な動粘性係数である。媒体（液体）の密度を ρ_m [kg/m³]、媒体の質量を気泡同様に、 M_m [kg] とする。気泡が角周波数 ω で正弦曲線上を移動すると仮定すると、 M_{be} や η_{me} は次のように表される^(58, 59)。

$$M_{be} = M_b + M_m \left(1/2 + 9/4 a S \right) \quad (4.16)$$

$$\eta_{me} = \eta_m + \left(1/6 \pi a \right) \left(9 M_m \omega / 4 a S \right) \quad (4.17)$$

ここで、

$$S = \sqrt{\omega \rho_m / 2 \eta_m} \quad (4.18)$$

進行波電界 E を含んだ運動方程式は非線形の微分方程式であり、(4.9)、(4.10) 式の進行波電界 E は、場所により大きさと方向が複雑に変化する。

したがって、この式の解は、大変複雑で一般的な解析では不可能である。そこで、これらの近似的な解を求めるために計算機シミュレーションが必要となる。

4.5 計算機シミュレーション結果および考察

4.5.1 EHD気泡の基本的運動モード

気泡運動の数値解を求める前に、実際の気泡の電氣的な真電荷を決定しなければならない。T.B.JonesやG.W.Blissによる⁽⁶⁰⁾と、気泡は気液相の界面で電気2重層により負の過剰分極電荷をもつ。また、灯油中の気泡の帯電量が 10^{-13} Cであるということは、4.3.1節で述べた。

その他、計算機シミュレーションに用いたパラメータは次のとおりである。

気泡の直径	d	$= 2a = 0.2\text{mm} = 2 \times 10^{-4}$	[m]
気泡の質量	M_b	$= (4\pi/3) \rho_a a^3$	[kg]
空気の密度	ρ_a	$= 1.3$	[kg/m ³]
灯油の力学的粘性	η_m	$= 1.63 \times 10^{-4}$	[Ns/m ²]
灯油の密度	ρ_m	$= 0.8 \times 10^3$	[kg/m ³]
灯油の比誘電率	ϵ_m	$= 2.5$	[-]
気泡の比誘電率	ϵ_b	$= 1$	[-]
真空の誘電率	ϵ_0	$= 8.85 \times 10^{-12}$	[F/m]
電極間ピッチ	p	$= 2\text{mm} = 2 \times 10^{-3}$	[m]

(4.15)式に基づいた計算機シミュレーションによる気泡運動の軌跡の1例を、図4.12 (a), (b), (c)に示す。

図4.12 (a)は、電圧を印加していない場合であり、無電圧の状態である。これは、図4.4に相当する。

図4.12 (b)は進行波輸送モードである。これは、図4.5 (a)に相当する。気泡は浮力により上昇し、進行波電界により横方向に移動する。

図4.12(c)は、停滞モードである。これは、図4.6(a)に相当する。主に高い周波数領域に見られる。このモードは気泡の電気流体力学的浮遊現象と考えても良い。

Earnshawの定理には、帯電粒子や気泡は純静電的な電界のみでは安定に保つことはできないと明確に述べている。しかしながら、提示した計算機シミュレーションおよび実験結果では、真電荷をもった気泡は進行波電界により安定に保つことができることを示している。

4.5.2 EHD気泡運動の阻止および輸送制御の周波数特性

図4.13は計算機シミュレーションにより決定した進行波輸送モードと停滞モードとの境界線を示している。この図は図4.7(a)の実験結果とよく一致している。

4.5.3 EHD気泡運動の輸送速度特性

また、図4.14は、周波数に対する気泡のy方向（横方向）への速度を示している。点線は進行波電界の伝搬速度 $V_0 = \omega / k$ を示している。この図は図4.10の実験結果とよく一致している。

したがって、気泡運動の運動方程式(4.15)式の数値解は実験結果と、良く一致していることが判った。実験的に直径約0.2mmの気泡は、実験に使用した低周波交流電界の範囲では、明瞭なその変形が認められなかった。計算機シミュレーションでは変形による影響は考慮していない。また、気泡の変形は、直径2～3mm以上の気泡になると重要になると考えられる。

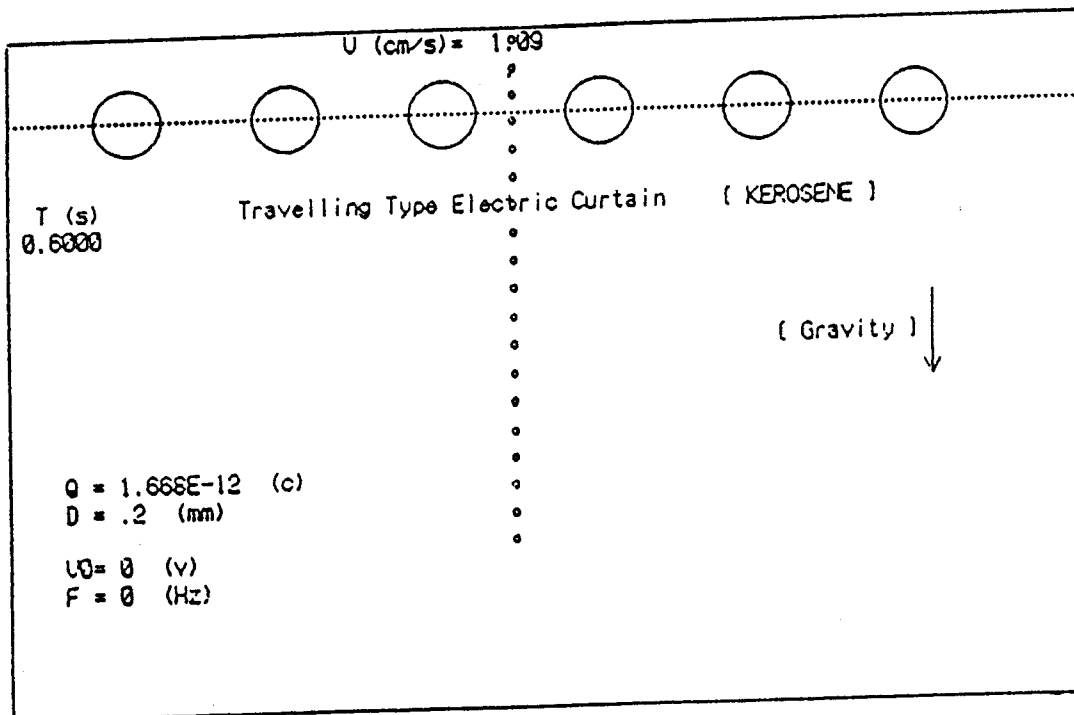


図 4.12 (a) 気泡運動の計算機シミュレーション
(無電圧)

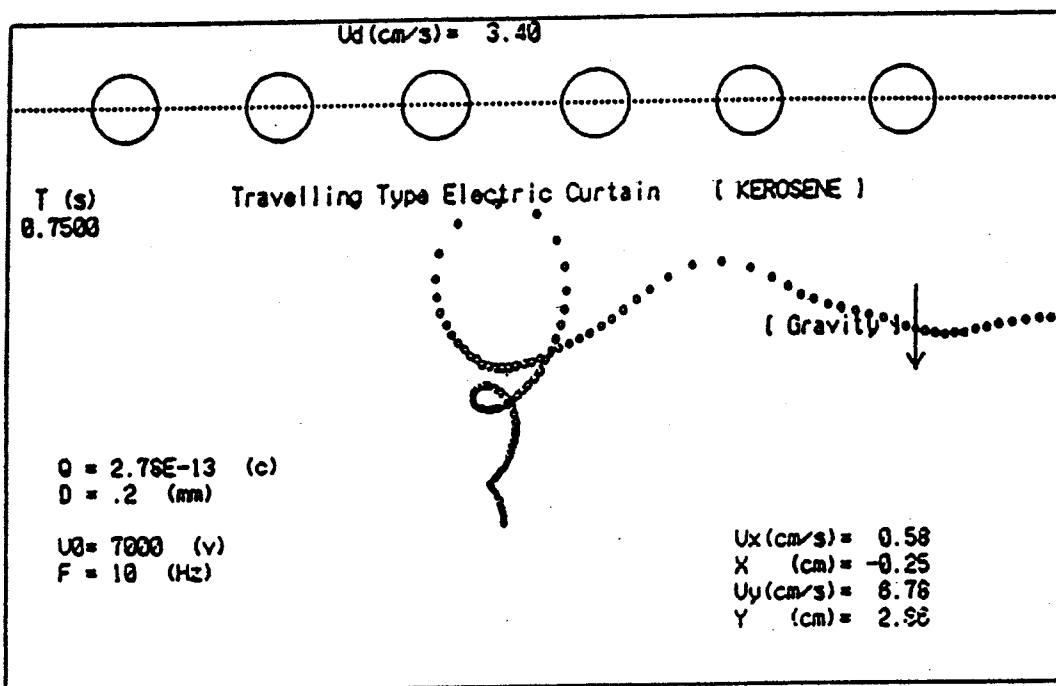


図 4.12 (b) 進行波輸送モードの計算機シミュレーション
($V=7\text{kV}$, $f=10\text{Hz}$)

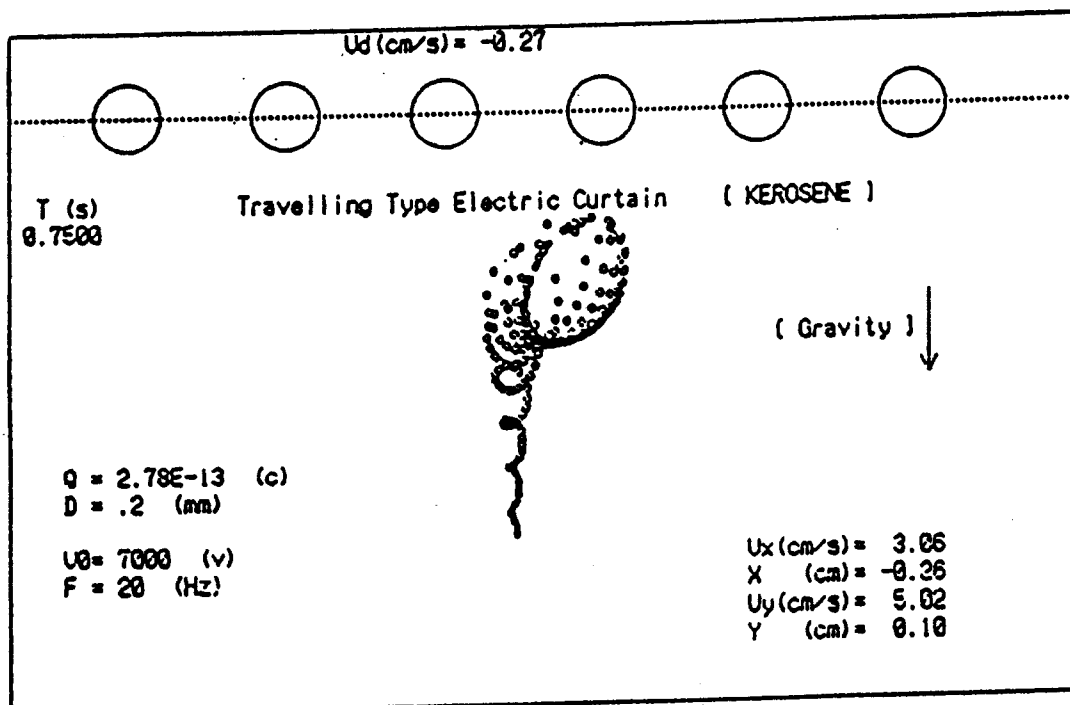


図 4.12 (c) 停滞モードの計算機シミュレーション
($V=7\text{kV}$, $f=20\text{Hz}$)

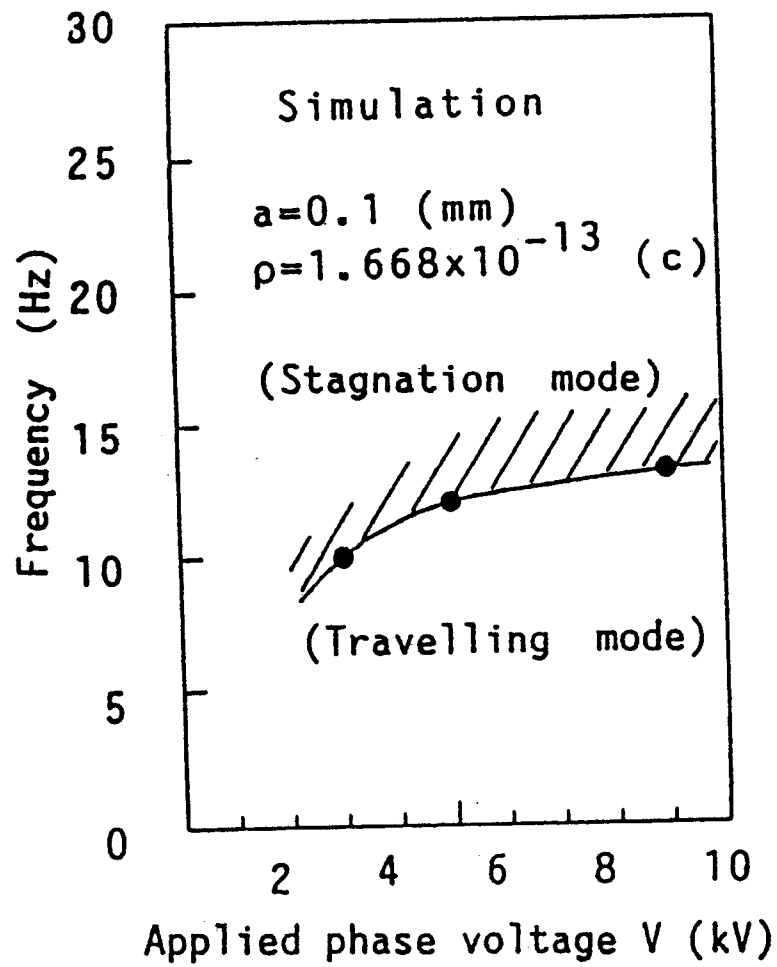


図 4.13 気泡運動の特性の計算機シミュレーション

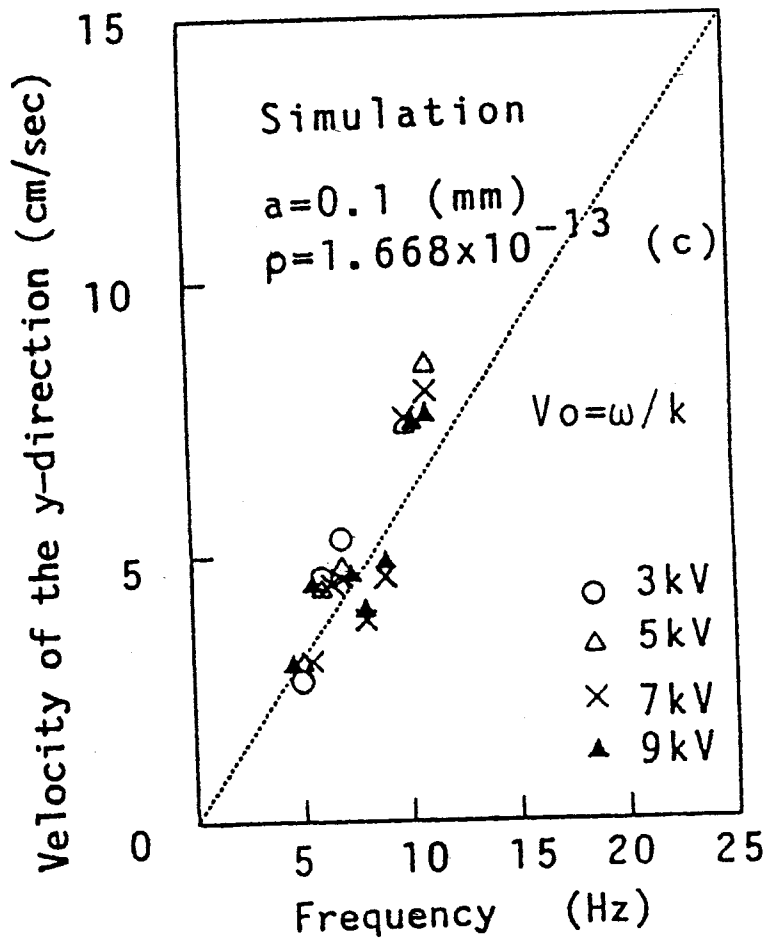


図 4. 1 4 気泡の輸送速度特性の計算結果

4.6 灯油中の気泡運動の線形近似による特性計算

灯油中で進行波電界が作用している状態での気泡運動は，細かく振動しながら停滞したり輸送されたりしている．実際には，図4.12 (b)，(c)に見られるような回転運動をしていると思われる．そこで，本節では，その細かい振動等を考慮した平均的気泡運動を線形近似することにより，気泡運動の基本的運動モードを説明するものである．

本節で使用した物理定数と計算式を次に示す．

・物理定数

灯油の密度	: $\rho_m = 800$	[kg/m ³]
灯油の粘性係数	: $\eta_m = 1.63 \times 10^{-3}$	[Ns/m ²]
気泡直径	: $d = 0.2$	[mm]
気泡電荷量	: $Q = 10^{-13}$	[C]
空気密度	: $\rho_a = 1.205$	[kg/m ³]
電極間ピッチ	: $p = 2$	[mm]
重力加速度	: $g = 9.8$	[m/s ²]

・計算式

$$\begin{aligned} \text{等価質量} & : M_{be} \\ M_{be} & = M_b + M_m \left(1/2 + 9/4 a S \right) \end{aligned} \quad (4.16)$$

$$\begin{aligned} \text{等価粘性係数} & : \eta_{me} \\ \eta_{me} & = \eta_m + \left(1/6 \pi a \right) \left(9 M_m \omega / 4 a S \right) \end{aligned} \quad (4.17)$$

ただし，

$$S = \sqrt{\omega \rho_m / 2 \eta_m} \quad (4.18)$$

$$\begin{aligned} \text{電気力学的阻止力} & : F_{sx} \\ F_{sx} & = k M_{be} \gamma^2 D^2 E^2 \end{aligned} \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned} \text{電気力学的駆動力} & : F_{dy} \\ F_{dy} & = \left(6 \pi \eta_{me} a / M_{be} \gamma \right) F_{sx} \end{aligned} \quad (4.20)$$

気泡の平均移動速度： V_y

$$V_y = F_{dy} / 6 \pi \eta_{me} a \quad (4.21)$$

ただし，波数： $k = 2 \pi / 3 p$

電界カーテンの電位分布式： V_E

$$V_E = k V_0 \exp(-k |x|) \quad (4.22)$$

$$D = Q / M_e \gamma^2 \sqrt{1 + (6 \pi \eta_{me} a / M_e \gamma)^2} \quad (4.23)$$

$$\gamma = -\omega / 2 + \sqrt{(\omega / 2)^2 + k F_a / M_e} \quad (4.24)$$

気泡に働く浮力： F_a

$$F_a = M_{be} g \quad (4.25)$$

進行波電界の伝搬速度： V_0

$$V_0 = \omega / k \quad (4.26)$$

気泡阻止位置： X

$$x = -\frac{1}{k} \ln \left(\frac{1}{k V_0} \sqrt{\frac{M_{be} g}{k \gamma^2 M_{be} D^2}} \right) \quad (4.27)$$

以上の関係式は，大気中の固体マクロ帯電粒子に対する非線形な運動方程式において，粒子の振動振幅が非常に小さいとして，それを線形化することで，粒子の阻止，輸送特性におよぼす各種物理パラメータの影響を定式化した線形近似理論の結果⁽⁴⁰⁾をそのまま灯油中の気泡に適用したものである。

4.6.1 等価質量と等価粘性係数の必要性

(a) 灯油中で振動する気泡の場合

灯油中で振動する気泡の見かけ上の質量，すなわち，等価質量 M_{b_e} を，気泡の質量 M_b との補正比 M_{b_e}/M_b で計算した結果を図4.15に示す。また，等価質量 M_{b_e} の式は(4.16)式である。

次に，見かけ上の粘性係数，すなわち，等価粘性係数 η_{m_e} を，灯油の粘性係数 η_m との補正比 η_{m_e}/η_m で計算した結果を図4.16に示す。また，等価粘性係数 η_{m_e} の式は(4.17)式である。

この図4.15と図4.16より，周波数が電源周波数の半分以下の比較的low周波領域(5~30Hz)の範囲で，両者の特徴は全く異なる。

図4.16に示されるように，粘性係数の補正率は約1.8以下であるが，気泡質量に対する補正率は3000~10000と非常に大きい。これは，気泡が振動する際に同体積の周囲の媒質(灯油)を押し退けることの効果である。

したがって，進行波電界による特性を理論的に計算する場合には，等価質量(4.16)式と等価粘性係数(4.17)式を使う必要があることを示している。

(b) 灯油中および大気中で振動する気泡と同一直径の固体粒子の場合

灯油中の固体粒子の場合を図4.17と図4.18に，大気中の個体粒子の場合を図4.19と図4.20に示す。これらの結果から，大気中の固体粒子については，この程度のlow周波領域の振動に対しては，ほとんど補正の必要はないが，灯油中での運動特性を考える場合には，補正を必要とすることが判る。

したがって，進行波電界による特性を理論的に計算する場合には，等価質量(4.16)式と等価粘性係数(4.17)式を使う必要があることを示している。

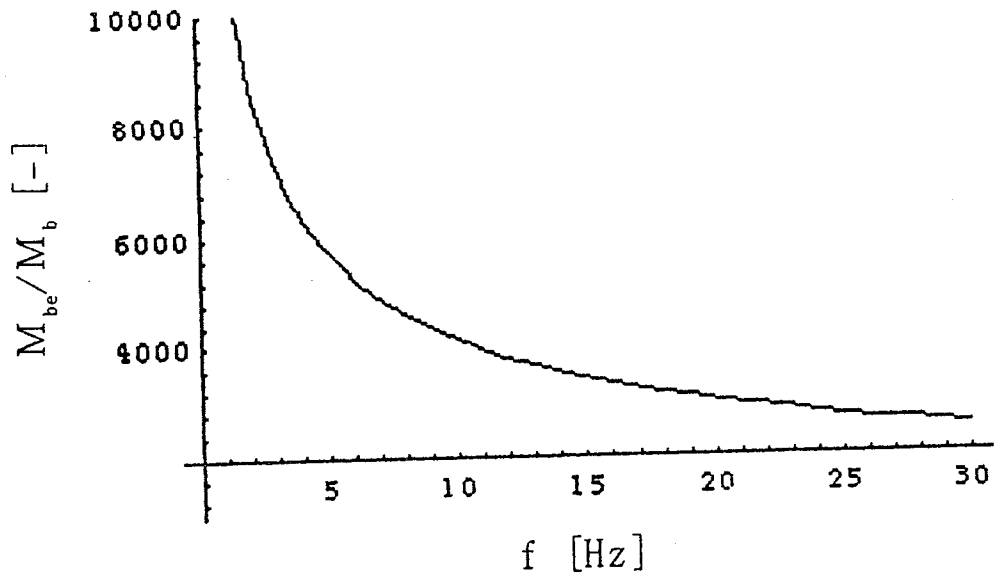


図4.15 気泡の質量に対する等価質量比の周波数特性

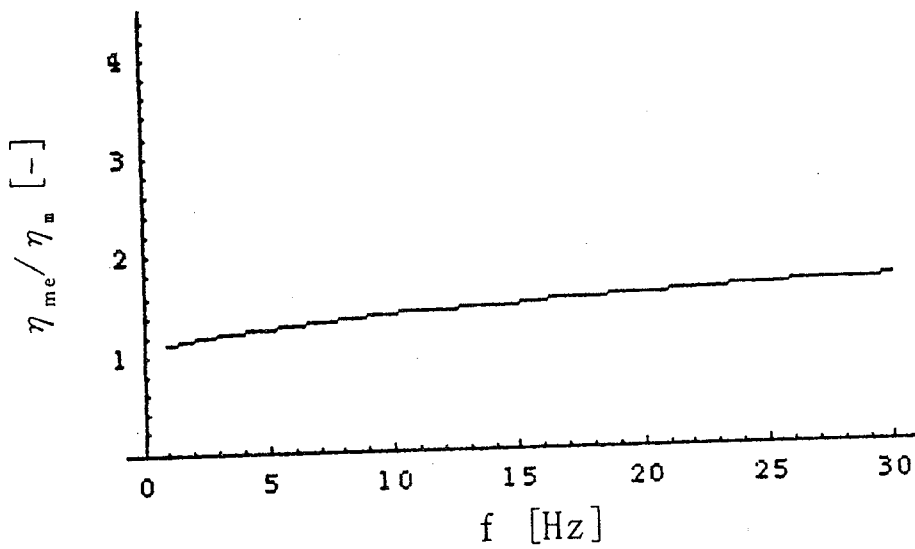


図4.16 灯油の粘性に対する等価粘性係数比の周波数特性

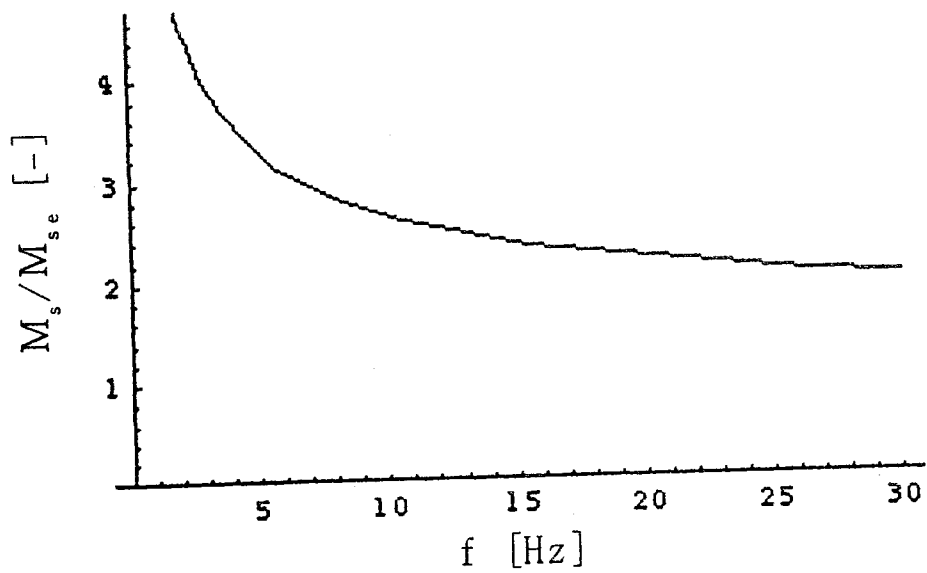


図4.17 灯油中の固体粒子の場合 (M_s/M_{se} [-])

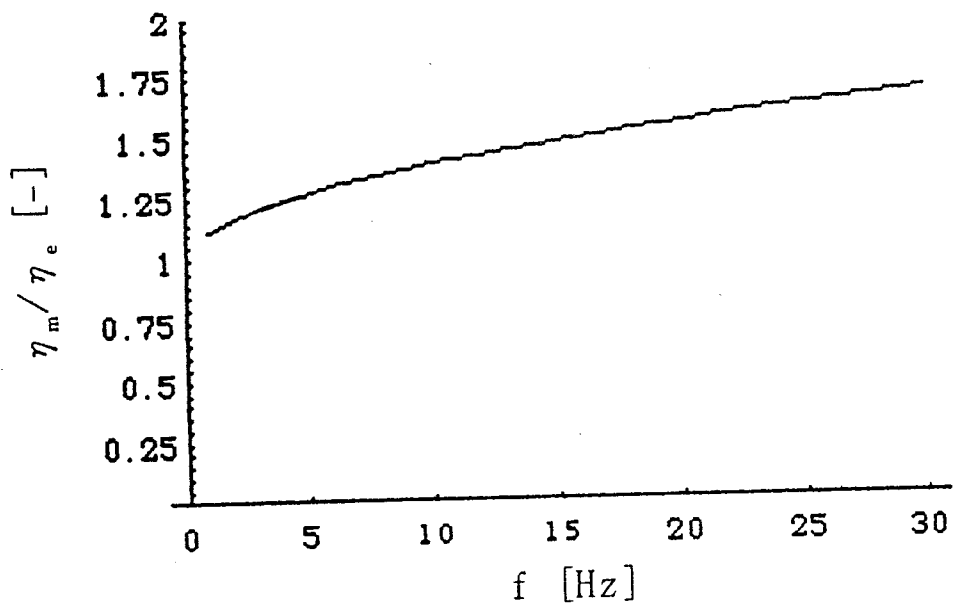


図4.18 灯油中の固体粒子の場合 (η_m/η_e [-])

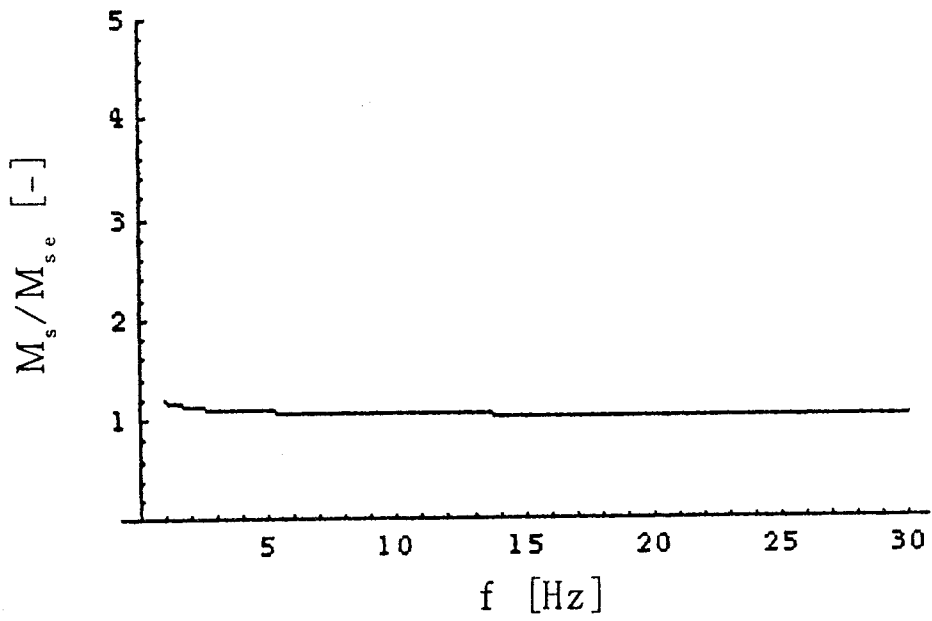


図4.19 大気中の固体粒子の場合 (M_s/M_{se} [-])

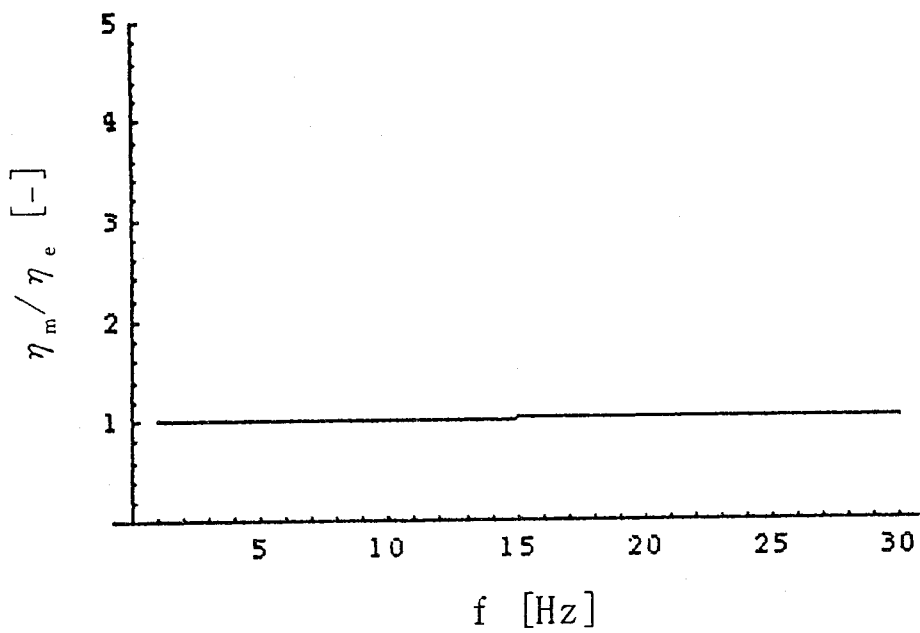


図4.20 大気中の固体粒子の場合 (η_m/η_e [-])

4.6.2 気泡阻止位置（一定）の場合の気泡輸送速度特性

図4.21には(4.26)式で計算される角周波数 ω の電源の同期速度、すなわち、進行波電界の伝搬速度の周波数に対する値を示すが、進行波電界による実験の気泡輸送速度は、それよりも遅いことが、図4.21より判る。

ここでは、気泡が阻止される位置を電極列中心より1.5mmと仮定し、電極間ピッチ $p = 2.0$ mmの場合について、印加電圧（相電圧の波高値）の特性を計算したものである。周波数が大きくすると気泡の輸送速度が強くなるがやがて遅くなり、ある周波数以上では気泡の輸送は停止するという実験結果を表してはいない。

また、周波数 $f = 15$ Hzの場合の気泡輸送速度の特性を図4.22に示すが2次曲線となる。これも実験とは異なる傾向である。

4.6.3 気泡阻止位置の特性

進行波電界によって気泡が阻止される位置は、電気力学的阻止力 $F_{s,x}$ (4.19)式と気泡に作用する浮力 F_b (4.25)式を等しいと置くことにより求められる。よって、気泡阻止位置 x の計算式は次の(4.27)式で表される。

$$x = -\frac{1}{k} \ln \left(\frac{1}{k V_0} \sqrt{\frac{M_{bc} g}{k \gamma^2 M_{bc} D^2}} \right) \quad (4.27)$$

この気泡阻止位置 x は、ある一定値ではなく、図4.23に示されるように、周波数と印加電圧によって変化している。したがって、気泡輸送速度の計算に関しては、このことを考慮する必要がある。

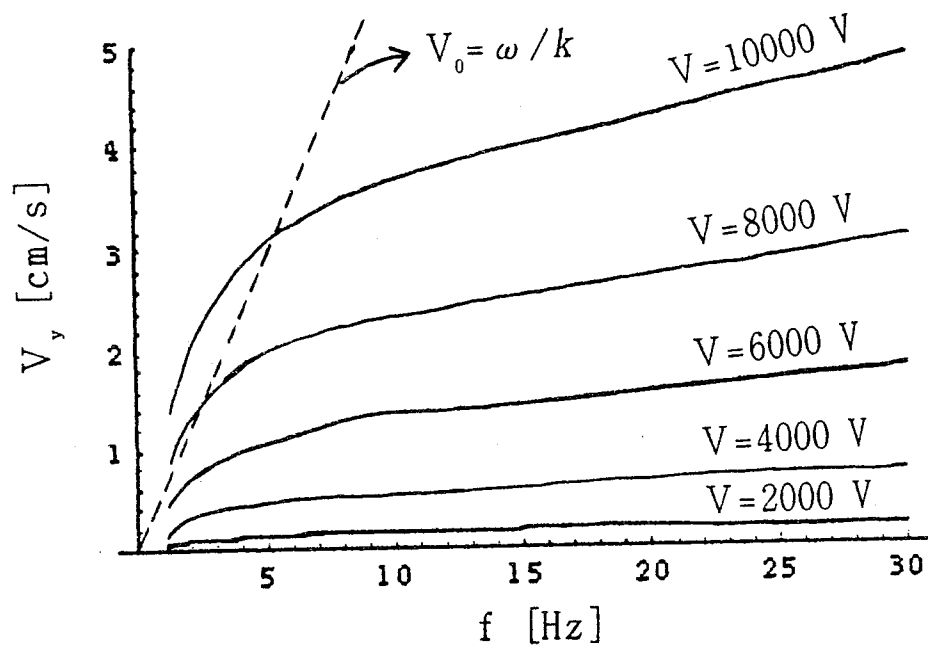


図 4.21 気泡阻止位置 (一定) の場合の気泡輸送速度
($x = -1.5$ mm)

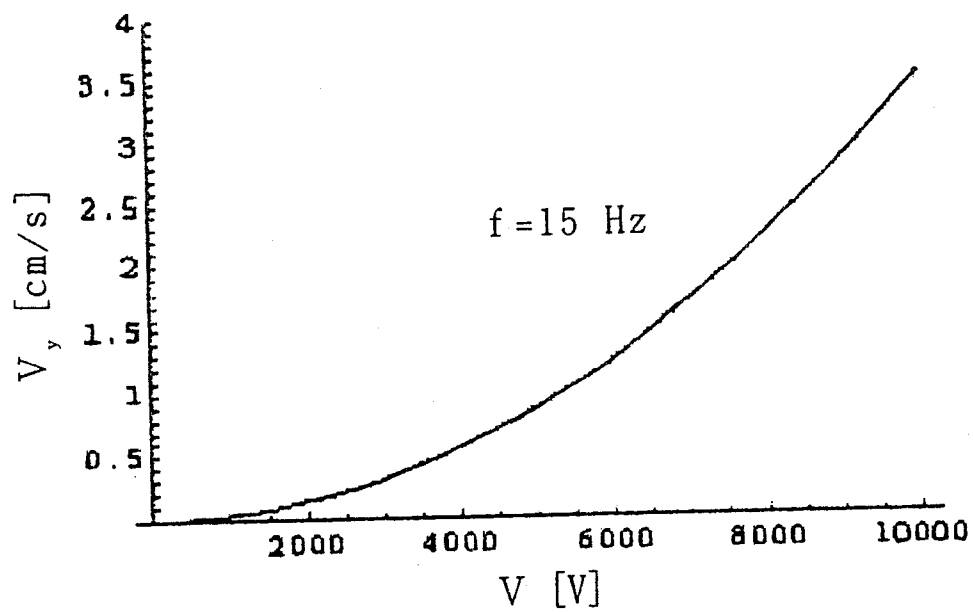


図 4. 2 2 気泡輸送速度の印加電圧特性
($f = 15$ Hz)

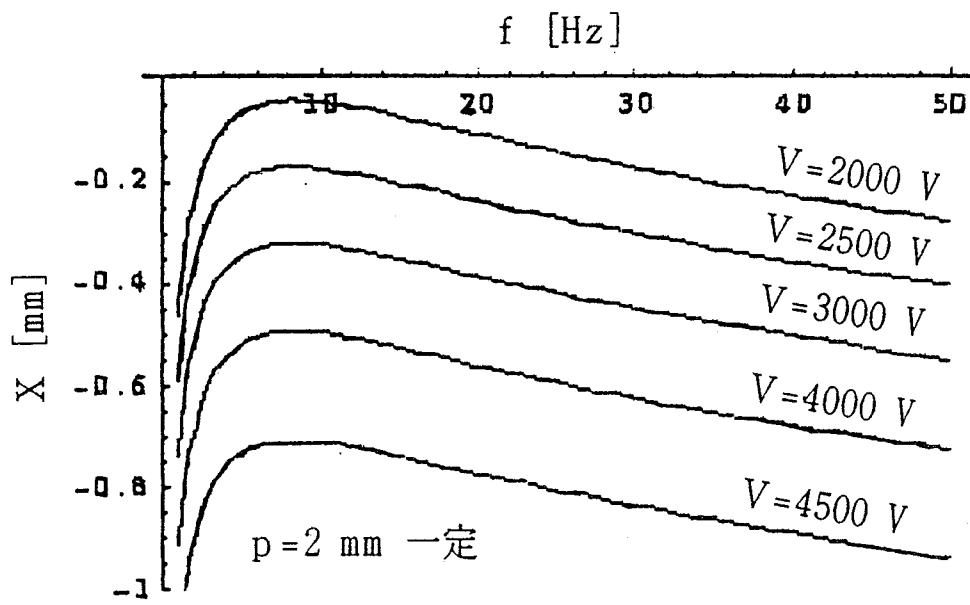


図4.2.3 気泡阻止位置の特性

4.6.4 気泡阻止位置（補正）の場合の気泡輸送速度特性

図4.24と図4.25（拡大図）より、気泡輸送速度は、約15Hzで最大となり、それ以上の周波数では徐々に減少してゆくことが判る。

実験では急激な減衰を示すが、この計算結果は、実験の特性を良く表していると考えられる。

図4.26は電極間ピッチ p の影響である。印加電圧 $V = 4000\text{V}$ 、一定で周波数をパラメータとしているが、各周波数において速度の減衰が急激におこる電極間ピッチ p が存在することが判る。

4.6.5 停滞モード出現の予測

これまでの気泡輸送速度の解析では電源周波数の増加にしたがって、気泡輸送速度は、ある周波数以上では多少減衰を示してはいるが、輸送速度がゼロになる。いわゆる停滞モードの出現は予測できない。

しかしながら、実験では低い周波数から高い周波数まで変化させると約15Hzあたりで、気泡は輸送モードから停滞モードに移行することが確認されている。

このことは、この周波数以上では、気泡に対する電気力学的阻止力 F_{sx} 、電気力学的駆動力 F_{dy} の比が1以下になることを示している。すなわち、この周波数以上では、 $(F_{sx}/F_{dy}) < 1$ が、成立しているに違いない。

したがって、気泡阻止位置の補正を取り入れて、この計算を行ってみると、図4.27に示されるように印加電圧（ $V = 1000 \sim 5000\text{V}$ ）に対して無関係であることが判り、 $(F_{sx}/F_{dy}) < 1$ の関係が成り立っている。

この結果では、印加電圧に無関係に周波数 $f = 3\text{Hz}$ 以上では、関係が成り立っており、気泡輸送速度が減少してゆくことが予想される。

図4.28は、周波数 f をパラメータとして、気泡の電気力学的阻止力 F_{sx} と気泡の電気力学的駆動力 F_{dy} の比 (F_{sx}/F_{dy}) を計算したもので、

この関係 (F_{sx}/F_{dy}) < 1 となる電極間ピッチ p が周波数 f によって異なることが判る。

このように、進行波電界の帯電粒子の力学的挙動に対する線形近似解析法により得られた特性表示式を、灯油中の気泡運動に対して適用すると、その特性の特徴的なことを数値的に表すことが可能となる。特に、その特性におよぼす物理パラメータの依存性が明確になってくる。

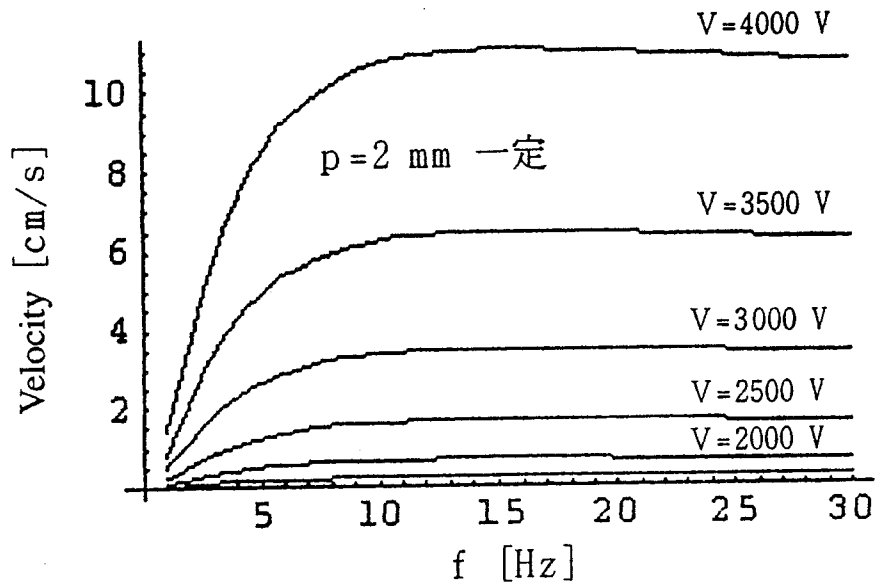


図 4.24 気泡阻止位置（補正）の場合の気泡輸送速度

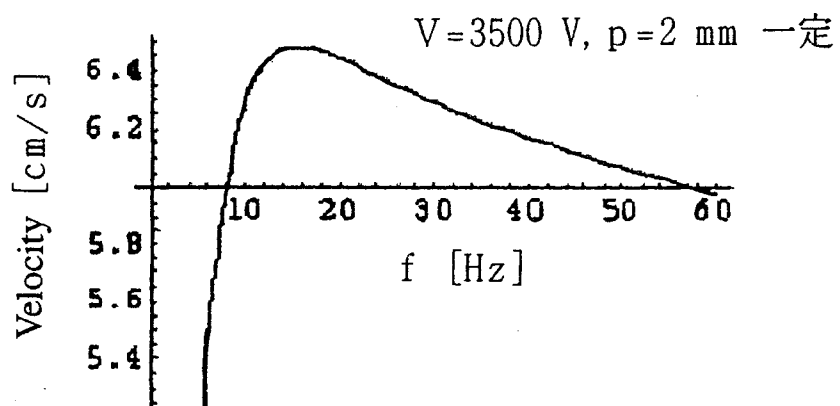


図 4.25 気泡阻止位置（補正）の場合の気泡輸送速度
(図4.24の一部分の拡大図)

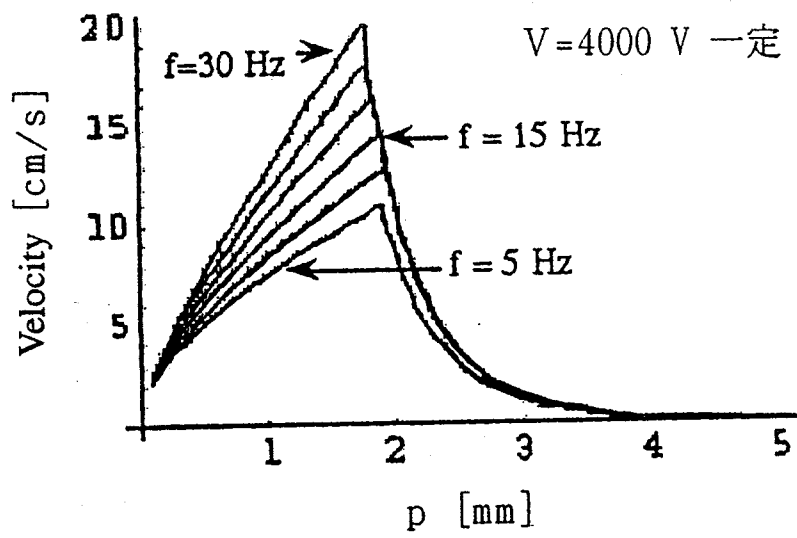


図 4.26 気泡輸送速度の電極間ピッチの影響

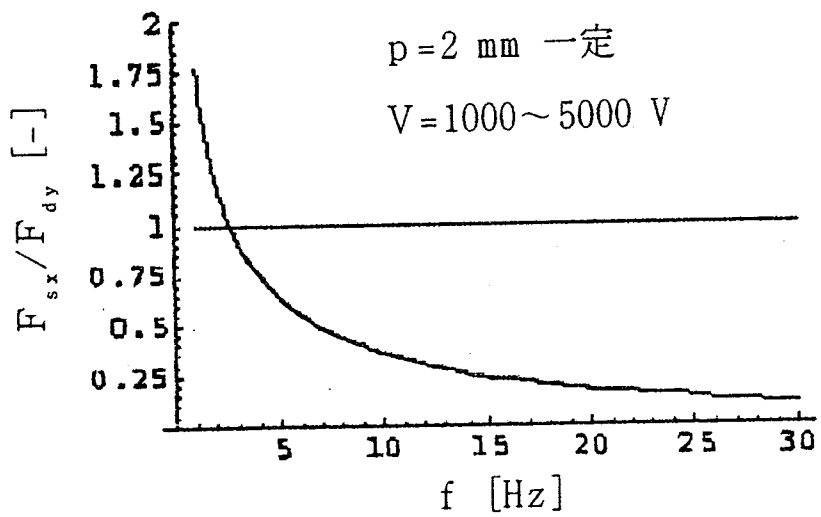


図 4. 2 7 電気力学的阻止力と電気力学的駆動力の比の周波数特性
 (気泡阻止位置 (補正))

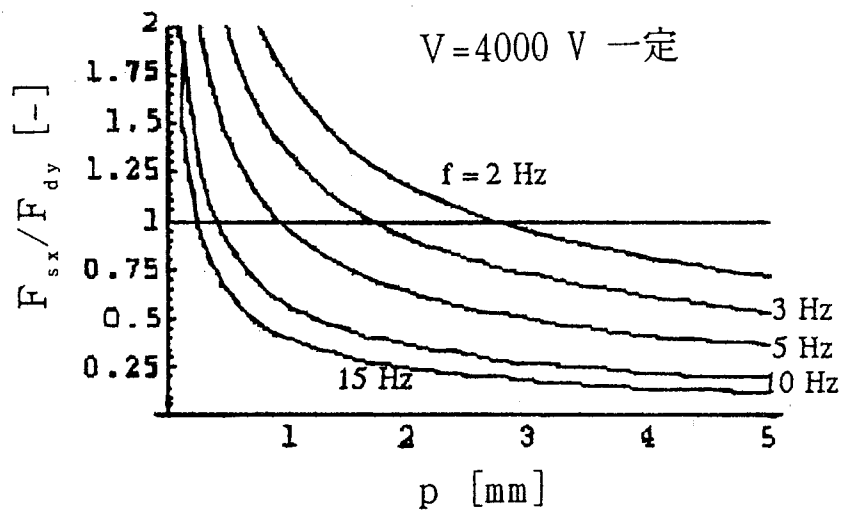


図4.28 電気力学的阻止力と電気力学的駆動力の比の電極間ピッチ特性
(気泡阻止位置 (補正))

4.7 結論

以上、述べたことをまとめると、次のようになる。

- (1) 進行波電界によるEHD気泡運動制御では、輸送モード（進行波モード）および停滞モードが存在した。輸送モードは、周波数 $f = 5 \sim 15\text{Hz}$ で生じ、それ以上、周波数が高くなると停滞モードとなった。
- (2) 気泡の移動は、進行波電界の進行方向を変えることで、順方向、あるいは逆方向へ駆動（輸送）できることが判った。なお、駆動される方向は、進行波電界の進行方向と同じ方向である。
- (3) 気泡の輸送速度は $5 \sim 10\text{cm/s}$ であった。この速度は印加電圧 $V = 2.5 \sim 8\text{kV}$ と周波数 $f = 5 \sim 15\text{Hz}$ に依存することが判った。
- (4) 輸送モードの速度は、進行波電界の伝搬速度 $V_0 = \omega / k$ のラインと非常によく一致することが判った。
- (5) 歪み波を有する電源（簡易型電源）による電源部のコンパクトな実験装置においても、上述の(1)、(2)、(3)、(4)と同様なEHD気泡運動特性として、基本的に実現できることが確認された。
- (6) 気泡に働く力は、クーロン力、グレーディエント力、および浮力であり、これに、慣性項と粘性項を考慮した運動方程式より理論解析が可能となった。また、実験で観測した気泡の運動軌跡は、計算機シミュレーションで詳細に表すことができた。
- (7) 輸送モードと停滞モードの境界領域の特性計算は、実験値と非常によく一致していることが判った。
- (8) 進行波電界の帯電粒子の力学的挙動に対する線形近似解析法により得られた特性表示式を、灯油中の気泡運動に対して適用すると、その特性のあらましの特徴を数値的に表すことが可能であることが判った。