

論 文

インクジェットプリンタの荷電と偏向特性

浅野和俊*

(1980年4月25日受理)

Characteristics of Droplet Charging and Deflection of an Ink Jet Printer

K. ASANO*

(Received April 25, 1980)

Charging and deflection characteristics of an ink jet printer were examined by using a fine glass nozzle which is externally excited to give a small perturbation onto the liquid jet. By knowing frequency, wavelength and mass flow rate which could accurately be measured, droplet velocity, jet diameter and droplet diameter are obtained with the aid of the equations derived. It is observed that the jet diameter changes slightly when velocity changes. It turns out from the experimental results of charging that the simple theory cannot explain actual charging processes. By examining the experimental data, it was found that the ratio of equivalent capacitance to wave length (c/λ) indicates a constant value when the flow rate is fixed. Furthermore, the value c/λ seems to be a function of liquid velocity. From these experimental evidences, an empirical formula is derived. Deflection characteristics seems to reasonably agree with a simple theory although experimental data show usually higher values than predicted.

1. まえがき

インクジェットプリンタは、その高速性、低騒音性のために、現在注目を浴びているプリンタの一種である。その原理は、インクを微粒化し、その微粒子の運動を制御することにより文字や画像を表現しようとするもので、その微粒化の方法、運動制御の方法によって、今まで種々の形式のものが発表されている。今後もまた新しい方式が出現するものと考えられる。

インクジェットプリンタとして現在開発研究されているものは、大きく分けて3種類に分類することができる。すなわち、(1)荷電量制御型、(2)電界制御型、および、(3)オンドマンド型である。それぞれの方式にそれぞれの特徴があるために比較することは困難であるが、文字信号を高速に印字される方式としては、現在の時点では(1)の荷電制御型が優れているものと思われる^{1,2)}。

荷電制御型の原形は最も古典的な方法で、19世紀初めからすでに研究されている。それは、不安定現象によりジェットが液滴に分裂する現象を利用したもので、多くの人によって研究されたテーマである³⁻⁶⁾。この液滴に

電荷を与えると、その運動を電界の力によって制御することが可能となる。文字をドットマトリックスによって表現する方式は、ワイヤドットプリンタ等で利用されている技術であるが、このドットを液滴によって行なわせしめようとしたものがインクジェットプリンタである⁷⁻⁹⁾。

現在この荷電制御型を含め、いくつかの方式が実用化、商品化されているが、その液滴化、粒子の荷電、運動制御に未知の部分が多い。われわれはこれら的基本的な面に関して基礎的な研究を行ない、発表してきた¹⁰⁻¹²⁾。ここでは、これらの基本的データより得られた知見を整理し、理論的検討を行なって今後の研究に役立たせようとするものである。

2. 基本原理

インク溶液が紙の上で文字となるまでには多くの過程を経なければならないが、大きく分けて、液滴形成、液滴の荷電、および液滴の運動制御に分けることができる。それぞれの過程における基本的な原理について簡単に述べる。

2.1 液滴形成

ジェットが不安定現象により粒子化することは、古くから流体力学の分野で研究されているテーマで、Rayleighに端を発し、多くの発表論文がある³⁻⁶⁾。図1

* 山形大学工学部電気工学科 (992 米沢市城南 4-3-16)
Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Yamagata University, 4-3-16, Jonan, Yonezawa 992, Japan

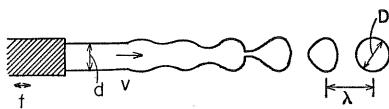


図 1 ジェットからの液滴形成

Fig. 1 Droplet formation from jet.

に示すようなジェットが噴出口にて微小変位が与えられた場合、ジェットの表面上で流れに沿って微小変化が拡大され、ついにはジェットが分裂して液滴が形成される。ジェットは回転体と考えることができるので、円筒座標で表わすことができる。液体の粘性も考慮したナビエ・ストークスの式は、

$$\rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = F_r - \frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right) \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = F_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) \quad (2)$$

ただし、 ρ ：密度、 μ ：粘性係数、 v_r 、 v_z ：速度、 F_r 、 F_z ：力、 P ：圧力

液体は、非圧縮性であるから、連続の式は、

$$(\partial v_r / \partial r) + (v_r / r) + (\partial v_z / \partial z) = 0 \quad (3)$$

となる。ジェットの内部と外部の圧力差を $[P]$ と表わすとジェット上での表面張力による力との間には、

$$[P] = T \{(1/R_1) + (1/R_2)\} \quad (4)$$

ただし、 T ：表面張力

の関係がある。ここでは、 R_1 、 R_2 はジェット上の曲率半径である。

Rayleigh は、(1)、(2)式での粘性を無視することと、 Z 方向の流速として、平均流速 V_0 と微小変化量 v_z の和の形を仮定し、さらに、もとの円柱の半径 R からのずれを ξ とし、

$$\xi = \hat{\xi} e^{j(\omega t - kz)} \quad (5)$$

なる解を仮定することにより、

$$(\omega - kV_0)^2 = \frac{kT(k^2R^2 - 1)I_0'(kR)}{\rho R^2 I_0(kR)} \quad (6)$$

なる分散方程式を得た。ただし、 I_0 は 0 次のベッセル関数で、 I_0' はその微分である。

この分散式において、右辺が負になれば k は虚数となり、微小変化 ξ は拡大される。すなわち、

$$\lambda > 2\pi R = \pi d \quad (7)$$

ただし、 d ：ジェットの直径 = $2R$

ならば不安定で、ジェットが液滴に分裂される。

Rayleigh の条件式は、理想液体であるという仮定に立っての導出であったが、(7)の条件はその後の研究者によっても確認されている。しかし、重要なパラメータの一つであるノズルから分裂点までの距離とか、サテライト粒子の形成等を理論的に導くためにはよりよい近似が必要で、最近、それに関する研究も発表されている⁶⁾。しかし、より正しい取扱いをするためには、(1)～(4)式を用いた数値解が最も実用的かと思われる。

2.2 細ノズルよりの噴出

前項では、液滴形成の流体力学的な取扱いについて触れたが、ノズルも含めたシステムとして考える場合には、より簡単な関係式が有効である。また、前項でのジェットは一般的なものであったが、インクジェットに用いられるノズルは非常に細いもので通常数十 μm である。

レイノルズ数は、 $Re = vd/\nu$ (ただし、 v ：平均流速、 d ：ノズル内径、 ν ：動粘性係数) で表わされるが、普通に用いられるノズルではレイノルズ数が 2,300 よりもはるかに小さいので層流と考えられる。層流の場合のノズル内の流速は、

$$u = -(1/4 \mu)(\partial P / \partial z)(R^2 - r^2) \quad (8)$$

ただし、 R ：ノズルの半径

平均流速を v 、質量流量を U とすれば、次のとく求められる。

$$U = \rho \pi R^2 v = -\rho(\pi R^4 / 8 \mu)(dP / dz) \quad (9)$$

後述するように、 U は実験的に求めることができるから、この式は実験との比較に有効である。

図 1 に示すように、直径 d のジェットが分裂し、直径 D の粒子になるとすれば、質量保存の法則から次の関係が得られる。

$$U = \rho(d^2 v / 4) = \rho(\pi / 6) D^3 f \quad (10)$$

ただし、 f ：励振周波数

この式は粒子化前後において流速が変化しないものとして求めている。この前提に従えば、ジェット表面での微小振幅の波長はそのまま粒子間隔となる。それを λ と表わすと、

$$\lambda = f \lambda \quad (11)$$

の関係がある。質量流量 U 、粒子間隔 λ 、励振周波数 f が測定可能量とすれば、ジェット直径 d 、粒子直径 D は次式で求めることができます。

$$d = (4U / \rho \pi f \lambda)^{1/2} \quad (12)$$

$$D = (6U / \pi \rho f)^{1/3} \quad (13)$$

なお後述するように、 D/d 、 λ/d はデータ解析に有効なパラメータなので、その関係を求めるときのように表わされる。

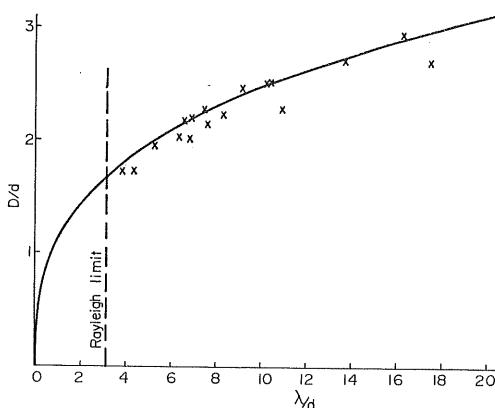


図 2 波長と粒径の関係

Fig. 2 Relation between droplet diameter and wavelength.

$$D/d = (3\lambda/2d)^{1/3} = 1.099543(\rho f \lambda^3/U)^{1/6} \quad (14)$$

$$\lambda/d = 0.88623(\rho f \lambda^3/U)^{1/2} \quad (15)$$

(14)式の関係を示したのが図2である。すなわち、 λ/d が与えられると D/d が一義的に決まる。(7)の条件式から、 λ/d が π よりも大きいところにおいてのみ液滴分裂が生ずるから、この両式より、発生せらるる最小の粒径は $1.68 d$ である。また、Rayleighの解によると、液滴形成の最適波長は $4.51 d$ であるので、この条件を入れるとそのときの粒径 D は $1.89 d$ であることもわかる。

2.3 液滴の荷電

液体の導電率が十分大きければ、液滴の荷電は誘導帶電により行なわれ、それは液滴分裂直前の形状によって決まる。すなわち、帶電電極と分裂直前のジェットが形成するキャパシタンスによって荷電量が決定される。帶電電極としては種々の形状のものが考えられるが、構造的に単純な垂直平板型、円筒型、平行平板型が実用化されているが、それぞれに得失がある。垂直平板による荷電に関しては別途に報告してあるので、ここでは後者の二つについての検討を行なった¹²⁾。

分裂直前の厳密な形状は、ジェットの状態や周波数に依存して変化する。流体力学的に分裂時の形状を求ることは、2.1項で述べたように非常に困難である。さらに、電界がある程度大きくなると、電界による力が表面張力に影響を及ぼし、分裂の様子が変わってくる。また、先行荷電粒子の影響を無視することもできない。その影響を実験的に調べた例も報告されている¹³⁾。

ここでは、簡単なモデルで荷電量の推定を行なう。

a) 同心球モデル

帶電電極が円筒の場合、その半径と等しい球を仮定

し、さらに分裂直前の形状をも球と考えると、同心球モデルとなる。両球間のキャパシタンスは、

$$c_s = 4\pi\epsilon_0\{ab/(b-a)\} \quad (16)$$

ただし、 a ：内球半径、 b ：外球半径
で与えられる。

荷電電極の形状が円筒の場合のキャパシタンスを c_e 、平行平板の場合 c_p とすれば、それらの間には次の関係が成り立つ。

$$c_s > c_e > c_p \quad (17)$$

円筒の電極直径および平行平板の電極間隔を s とすれば、(16)式は、

$$c = 2\pi\epsilon_0 D\{1/(1-D/s)\} \quad (18)$$

と、書きなおすことができる。

b) 円筒モデル

分裂直前の形状よりも、それ以前のジェットでの帶電量がそのまま液滴に保存されるという考え方も可能で、その場合の荷電量は同軸円筒モデルによって求めることができる。すなわち、ジェット上の電荷の1波長分が液滴に荷電されるというものである。それは次式で与えられる¹⁴⁾。

$$Q = \{8\pi\epsilon_0 Vr^3/3 a^2 \ln(b/a)\} \quad (19)$$

ここでは、 a はジェットの径、 b は電極径、 r は粒子の径。これをわれわれの解析に便利なように変形しなおすと、

$$c = 2\pi\epsilon_0 D (2/3) k^2 / \ln\{k/(D/s)\} \quad (20)$$

ただし、 $k = D/d$

となる。すなわち、 k をパラメータとして、 D/s の関数として表わすことができる。 k の最小値は 1.68 であるが、ここでは 1.5 から 3.0 まで変化させたときの D/s に対する c の相対値

$$c_r = c/2\pi\epsilon_0 D \quad (21)$$

を図3に示す。同図には(18)式の相対値を同時に示してある。

2.4 粒子の偏向

荷電液滴の単位質量当りの電荷は、真空中での電子に比較して非常に小さいために、電界中での偏向量は小さい。また、真空中の粒子の運動は、厳密にニュートンの運動法則に従うが、空气中では空気の粘性抵抗を考慮する必要がある。

空気の粘性抵抗を無視した場合の偏向量は、次式で与えられる。

$$d_f = qV_d h \{(h/2) + L\} / bmv^2 \quad (22)$$

ただし、 q ：電荷量、 m ：粒子の質量

この式の幾何学的寸法および記号は図4に示されている。

空気の粘性抵抗を考慮する場合の困難な点の一つは粒

子列が空中で運動する場合で、1個の粒子が空中で運動する場合とは様子が異なる。さらに複雑な点は個々の粒子が異なった電荷量を持って異なる軌跡をたどる場合、それぞれの粒子に対する空気抵抗がすべて異なる点である。

3. 実験装置

装置の概要は図5に示す古典的な方法で、外部から圧力を加えてジェットとして噴出させる。ノズル部分に取り付けた超音波振動子を振動させることにより、ノズル

端のジェットへ噴射方向の微小振動を与える。ノズルは硬質ガラスで作られ、注射針に固定されている。タンク内および途中に $5\text{ }\mu\text{m}$ のミリポアフィルタを入れて、液体内のゴミの除去を行ない、ノズルが詰まることを防いでいる。

液体タンクには窒素ガスボンベから一定圧力を加え、ノズルからジェットを噴出させている。この圧力を可変することにより流量制御を行なう。液体としては蒸留水を使用した。

発振器からの励振信号はノズルに与えられるが、同時に分周され、ストロボスコープの入力として用いられる。液滴の分裂点や粒子間隔は、ストロボ照明による顕微鏡測定で行なった。

電荷量の測定は、Keithley のエレクトロメータ 600B を使用した。

4. 実験結果と考察

前述の装置で、一定周波数でノズルを励振し、液滴の分裂の様子をストロボ照明と顕微鏡により測定した。また、分周器とストロボの間に可変型の遅延回路を入れることにより、分裂の様子を詳しく調べることができた。

4.1 液滴分裂

基本となる量、すなわちジェット径、粒子径、粒子速度等の測定は非常に重要なものであるが、数十 μm 程度の粒子測定はそれほど容易ではない。ストロボと光学顕微鏡を用いた測定での結果を図6に示す。2.2項で述べたように、流量をもとにした粒径を理論的に求めることができるので、それによる粒径と、光学顕微鏡測定による結果を示している。この測定結果を見る限りにおいては、光学的測定によるものは多少小さめに出るが、流量によるものに比較してそう大きな差はない。しかしこの

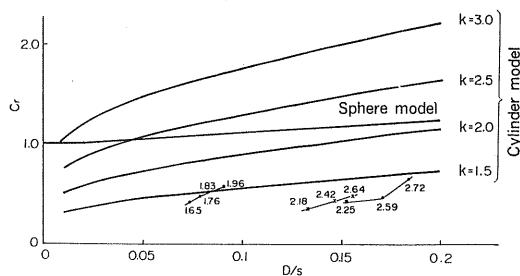


図3 相対キャパシタンスの間隔依存性

Fig. 3 Dependence of relative capacitance on electrode separation.

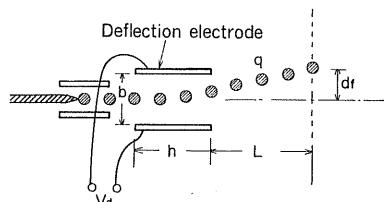


図4 液滴の偏向

Fig. 4 Deflection of charged droplet.

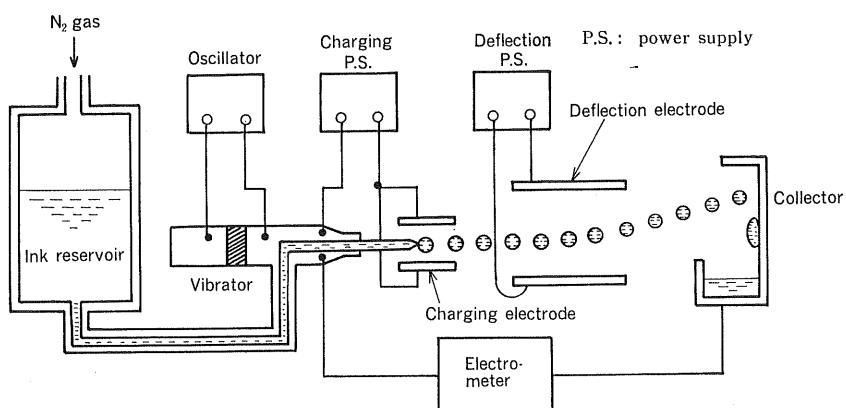


図5 実験装置の概要図

Fig. 5 Schematic diagram of experimental apparatus.

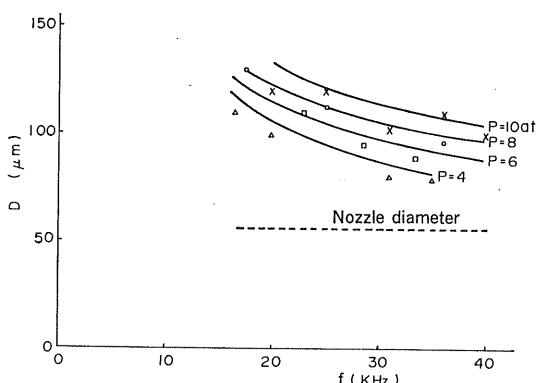


図 6 励振周波数と粒径の関係

Fig. 6 Dependence of droplet diameter on exciting frequency.

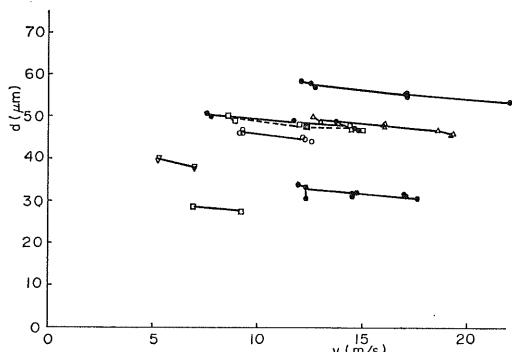


図 7 ジェット径の流速依存性

Fig. 7 Jet diameter vs. velocity.

粒径をもとにして流量を求めるとき誤差が非常に大きくなる。光学的測定での問題点は、球がいびつな場合どこを測定するか、輪郭線のはっきりしない場合はどこを輪郭とみなすかという点にある。それゆえ粒径は流量をもとにして求めるようにした。なお、流量は一定時間（たとえば1分）ごとの流出量を、精密天秤で測定して求めた。

光学的測定による粒径の測定データを、(14)式による曲線と一緒にプロットしたものは図2に示されている。この測定結果を見る限りでは、Rayleighによる不安定限界は正しいし、また、 λ/d に対する D/d の関係は、実験的にもほとんど満足されている。しかし、やや低目のデータが見うけられる。

同一圧力ならば、流量は周波数にはほとんど依存しない。流速は周波数により多少変動するが、とくに系統立て変化することはなさそうである。一応、一定と考えられる。

ジェット流速の測定は困難なので、分裂直後の粒子間

隔より求めた流速をもってジェット流速とすると、ジェット径は流速によって変化することがわかる。図7は同一ノズルにおいて圧力と周波数を変化させたとき、ジェット径がどのように変化するかを示したもので、線で結ばれたデータは同一ノズルを示す。例として図の右上のデータについていえば、圧力を4, 6, 8 atm ($9.8 \times 10^4 \text{ N/m}^2$) と変化させ、それぞれの圧力のときに周波数を変化させたときのジェット径の変化の様子を示す。これにてもわかるように、圧力を変えて流速を増せばジェット径が小さくなる傾向にある。この測定値を流速ゼロの点に外挿したものがノズル内径と考えられる。

ノズルの内径を光学的に測定することは液滴同様困難で、正確な値は求めにくい。われわれの測定器による値は、目安程度にしかならないが、だいたい正しい値を示している。流速が大きくなるにつれてジェット径が小さくなることは、別の測定方法で確認する必要があると思われる。

ノズルは、ガラスの細管を引きのばして作ったものを注射針に固定したもので、図7に示すように多種のノズルを作成したが、それらの細管の部分が 2~5 mm 程度あるために、そこでの圧力損失はかなり大きい。ゲージ圧として 8 atm ($9.8 \times 10^4 \text{ N/m}^2$) 加えたとき、22 m/s の流速が得られた場合の例について圧力損失を計算してみる。

ペルヌーイの定理より、ノズル出口での流速は、

$$v_2 = \sqrt{(2/\rho)(P_1 - P_2)} \quad (23)$$

と与えられる。この式をもとにして 4~10 atm ($9.8 \times 10^4 \text{ N/m}^2$) における流速を求めてみると、表1の(b)に示すように非常に大きなものになる。実測例を(c)に示すが、(23)式でこの流速を得るには、(d)に示すように非常に小さな圧力であることがわかるが、この(a)と(d)の差は圧力損失である。この圧力損失がノズルの細管部分で生ずるものと仮定して、さらに層流であると仮定して、(9)式より等価的な長さを求めてみると表の(e)に示すように、ほぼ 4.8 mm と得られる。この長さは実際のガラス細管の長さより長いが、割合近いもので、圧力損失の大部分はこの部分で発生するものと考えられる。

4.2 液滴荷電

円筒電極を帶電電極として用いた場合の電圧と液滴の電荷量の例を図8に示す。これでわかるように、印加電圧がこの程度の場合では、電圧が液滴分裂に大きな影響を及ぼしていない。この電荷量-帶電電圧の直線関係から、等価キャパシタンスは一定と考えられる。なお、この例の場合はほぼ原点を通っているが、原点からはずれる

表 1 圧力と流速の関係

Table 1 Pressure dependence of jet velocity.

(a) Pressure (atm)	Velocity (m/s)		(d) Converted pressure (atm)	(e) Equivalent length (mm)
	Theory	Experiment		
4	28.01	—	—	—
6	34.30	8.79	0.39	4.8
8	39.61	12.25	0.77	4.6
10	44.29	14.71	1.10	4.8

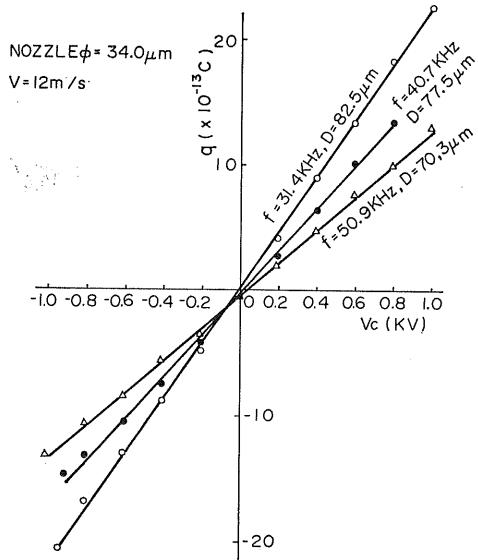
1 atm = 9.8×10^4 N/m²

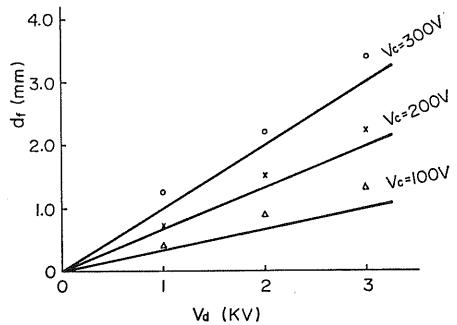
図 8 液滴の荷電特性

Fig. 8 Charging characteristics of droplet.

場合もある。それはノズルとの流動帶電によるものと思われるが、符号、値とも変化するので、断定的なことはいえない。

印加電圧をさらに上昇させてゆくと、電荷量が飽和の傾向を示す。これは、帶電電極からの放電が開始するためと思われる。

2.3 項で荷電に関するモデルを考えたが、ジェット径と粒径比をパラメータとした場合の実験値が、どの程度理論を満足するかを示したのが図3である。図の実験データは3個の異なるノズルでのD/sに対するc_rを示したもので数値はkの値を示している。同心球モデルの場合、電荷量はD/sのみの関数であるが、実験結果ではそうとはいえない。数値的には同心球モデルの電荷量に比較して1/3~1/4程度にしかならない。パラメータD/dを一定にしてD/sを変化させることが難しいために、個々のデータにパラメータを記入してあるが、それ



$f=54.69$ kHz, $D=86.75$ μm, $\lambda=230$ μm, $v=12.58$ m/s,
 $b=5$ mm, $L=42$ mm, $h=10$ mm

図 9 液滴の偏向特性

Fig. 9 Deflection characteristics.

からわかるように、一般にパラメータkが大きくなるにつれて電荷量が増大する傾向がある。その傾向は同軸円筒モデルに近いものである。しかし、電荷量の値そのものは理論値よりもはるかに小さい。これらの点についてさらに詳しく検討する。

4.3 偏向量測定

偏向板として、電極長10 mm、電極間隔5 mmを用いた例を図9に示す。この場合の周波数は、54.69 kHz、流速は12.58 m/s、ジェット径は43.5 μmである。図には(22)式より求めた理論偏向量と実測値を示してある。この図に示す結果では、実測値は理論値よりもやや大きめであるが、それはパラメータを変化させた他の場合でも同様な傾向が見られた。理論値の計算の基礎となる電荷量は実験による値より求めたもので、この例の場合は、等価キャパシタンスは 1.93×10^{-15} である。

この結果にてもわかるとおり、偏向量に関しては実験で得られた電荷量（あるいはキャパシタンス）を使用する限りにおいて、理論と実測値はかなりの良い一致をみる。しかし、2.4項にも述べたように、この理論値には空気の粘性抵抗の影響は含まれていない。この実験では、全粒子が同一電荷に荷電され、同一軌跡に沿って運動するのであるから、一個一個の粒子に影響を及ぼす空気抵抗は小さいと考えられる。理論と比較的一致した理由はこのためと考えられる。また、実測値が理論より大きい理由としては、測定誤差、電界の不均一性、粒子の速度の低下等が考えられるが、これらの点についてはさらに突っ込んで検討する必要がある。

5. 荷電理論の検討

実験データは、図8のように印加電圧を可変にした場合の液滴1個当りの電荷で求めているが、この傾斜より単位電圧当りの電荷量すなわち等価キャパシタンスが求

表 2 波長と等価キャパシタンスの関係

Table 2 Dependence of equivalent capacitance on wave length.

P (atm)	f (kHz)	λ (μm)	v (m/s)	D (μm)	$(\times 10^{-15})$ F/m	c/λ ($\times 10^{-8}$ F/m ²)
6	29.93	311.1	9.31	100.6	3.18	10.22
6	37.23	244.4	9.10	91.9	2.58	10.56
6	49.92	185.2	9.25	83.4	1.98	10.69
8	30.84	392.6	12.11	106.0	3.79	9.65
8	52.95	237.0	12.55	88.3	2.18	9.20
8	65.79	185.2	12.18	82.1	1.78	9.61

められる。この等価キャパシタンスが大きいほど荷電量が大きいことを表わす。今後の議論はこの等価キャパシタンスをもとに考えて考える。

4.2 項で、理論と実験値が合わないことが示されたが、荷電量は D/s のみの関数ではなく、パラメータ D/d の関数のようである。このことは、同軸円筒モデルのほうがより近いものと考えられる。

ジェット上の電荷がそのまま保存されると考えるならば、同一流速のジェットは周波数が高くなるほど短い間隔で切断されるので、この等価キャパシタンスが小さくなるはずである。実験データをこの観点から眺めてみると、たしかにこの傾向があることがわかる。そこでこの等価キャパシタンスを波長で割ってみると、ほぼ同一流速の場合は一定値をとることが示された。その例を表 2 に示す。

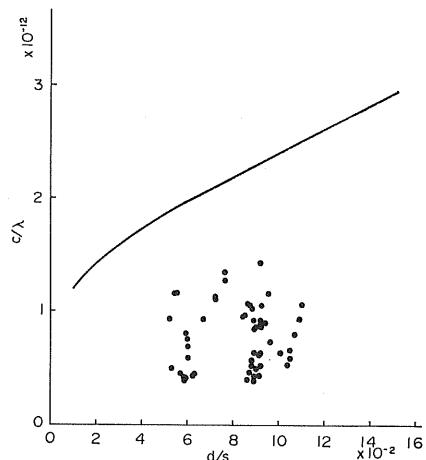
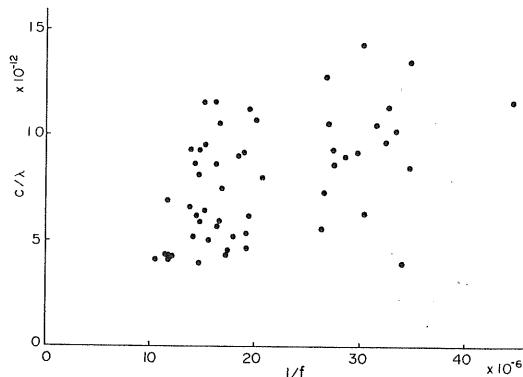
そこで、今までとは考え方を変えて、帶電に関する基準量として D の代りに d をとる。また、 D と λ との関係式である(14)式を用いて(20)式を変形しなおすと、

$$c/\lambda = 2\pi\varepsilon_0/\ln(s/d) \quad (24)$$

と、非常に簡単な式が得られる。この式と実験データを整理比較したものを図 10 に示す。(24)式の意味するところは、 c/λ は d/s のみの関数となるはずであるが、この図で見る限りにおいては、残念ながらそのような単純な関係にあるとはいえない。

ジェット上の電荷は、電源より供給されなければならぬが、液体が完全導体と考えるならば、電荷の供給は瞬時に完了するので、円筒上の電荷が粒子に保存されるとは考えにくい。このことから、ジェット上の電荷が粒子に保存されるためには、ジェットの電荷が粒子に至るまでの緩和時間と、流れによって移動する時間とに関係すると考えるべきである。これは、電源からジェットへ供給される電荷についても同様である。電気的緩和時間は、

$$\tau_e = \varepsilon_r \varepsilon_0 / \kappa \quad (25)$$

図 10 c/λ の d/s 依存性Fig. 10 Dependence of c/λ on d/s .図 11 c/λ の $1/f$ 依存性Fig. 11 Dependence of c/λ on $1/f$.

ただし、 ε_r : 比誘電率 (水の場合 20°C で 80.1),

ε_0 : 真空の誘電率 (8.854×10^{-12}), κ : 導電率

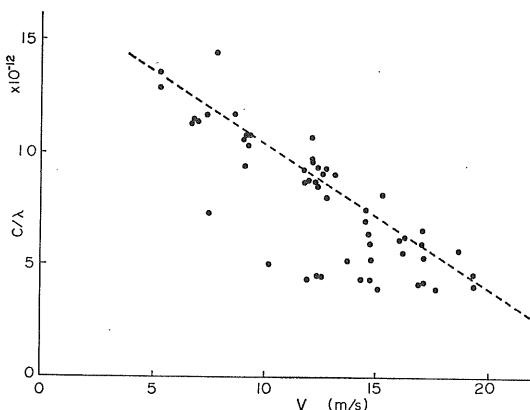
である。また液体がある特定の距離を移動するに要する時間は、その系の特徴を表わす時間と定義できる。この場合 1 波長の長さを移動する時間をその特性時間とする、それは、

$$\tau_m = \lambda/v = 1/f \quad (26)$$

と与えられる。 τ_m に比して τ_e が十分小さければ、電荷の供給が瞬時に行なわれる考え方によれば、そうでなければ τ_e と τ_m の比によって決まると思われる。いま、 τ_m と τ_e の比を R_s とする。

$$R_s = \tau_m / \tau_e = (\kappa / \varepsilon_r \varepsilon_0) (\lambda / v) = (\kappa / \varepsilon_r \varepsilon_0) (1/f) \quad (27)$$

導電率 κ は一定と考えると、等価キャパシタンスは f の関数と考えるのが妥当であろう。そのような考えに基づいてデータを整理したのが図 11 である。これによるとたしかに c/λ と $1/f$ は比例関係にありそうであるが、

図 12 c/λ の v 依存性Fig. 12 Dependence of c/λ on v .

ばらつきが非常に大きい。

(27)式が流速の関数であることに着目して流速と c/λ との関係をプロットしたのが図 12 である。この図を見るとかなりばらついているが、大きな傾向がある。少なくとも図 11 よりもその傾向ははっきりしている。個々のデータを詳細に検討すると、同一実験日のデータでこの傾向はよりはっきりしている。それゆえ、実験日による違いとしては使用した液体の導電率の違い、さらには気温の違いによる導電率、誘電率の変化等が考えられる。

図 12 をもとにした実験式は次のように書ける。

$$c = 16.5 \times 10^{-12} \lambda \{1 - (v/26)\} \quad (28)$$

前述の導電率等の厳密な測定を行なうことによりデータを整理すると、よりばらつきの少ない曲線が示され、さらに実験式が求められるものと思われる。しかし、これらの実験式の物理的意味についての詳細な検討が必要となる。

6. 結 び

インクジェットプリンタの基礎となるインクジェットの液滴分裂、荷電と偏向に関する基礎的実験を行ない、それらの理論との比較検討を行なった。

液滴分裂に関して発表されている理論は、理想液体に関する Rayleigh の理論をはじめいくつか発表されているが、その不安定現象の開始波長に関しては(7)式であることが証明されており、この実験においても同様なことが確かめられた。

インクジェットのように非常に細いジェットでは、測定技術がそのデータの信頼性に大きく影響を及ぼすが、流量に関しては重量法を用いなければ正確な測定は困難

である。

測定量として、周波数、波長、流量をとり、それらをもとにして、粒径、ジェット径、流速を求める関係式を導いた。実験的にもそれらの関係式は満足されることを示したが、ジェット径、流速に関してはより厳密な理論的取扱いが必要なことを示唆するデータが得られた。

粒子への荷電は、電気的には線形であることが実験的に示された。このことより、1 個の粒子と帯電電極間の等価キャパシタンスという考え方方が成り立つ。その値は 10^{-15} のオーダーである。この等価キャパシタンスを既存の理論にあてはめてみると、同軸円筒モデルがその傾向を示唆する程度で、数値的にはまったく合わないことが判明した。そのため、データを系統的に整理することにより(28)式の実験式を導いた。しかし、実験値には相当のばらつきがある。とくに、導電率の違いによるデータの不足がこのようなばらつきを生じせしめたものと推察される。今後は、この点にしづって研究を進める必要がある。

偏向に関しては、空気抵抗を無視した簡単な理論によって偏向量が求められるが、実験的にも割合良く合うことが示された。しかし、実験はすべての電荷を同一電荷量で荷電させ、同一軌跡を運動させることにより偏向量を求めたものであるから、空気抵抗の影響は小さいものと考えられる。今後、粒子が 1 個の場合、あるいは相互作用のある場合等についての理論と実験の検証が必要であろう。

最後に本研究の実験にご協力いただいた鈴木春男氏にお礼申し上げる。

参 考 文 献

- 1) F.J. Kamphoefner : IEEE Trans. Electron Devices, ED-19, 4 (1972), 584.
- 2) 電気学会：電気学会技術報告（Ⅱ部）第 56 号, p. 58 (1977).
- 3) J.W.S. Rayleigh : *The Theory of Sound*, Vol. 2, p. 355, Dover Publications Inc., New York (1945).
- 4) C. Weber : Z. Angew. Math. Mech., 11 (1931), 136.
- 5) H.C. Lee : IBM J. Res. Dev., 18 (1974), 364.
- 6) W.T. Pimbley and H.C. Lee : *ibid.*, 21 (1977), 21.
- 7) W.L. Buehner, J.D. Hill, T.H. Williams and J.W. Woods : *ibid.*, 21 (1977), 2.
- 8) 杉山 精：静電気学会誌, 2, 5 (1978), 305.
- 9) 藤本 功, 高野陸男, 住友右治：精密機械, 43, 2 (1977), 107.
- 10) 浅野和俊, 鈴木春男：静電気学会講演論文集'78, p. 58 (1978).
- 11) 浅野和俊, 鈴木春男：静電気学会講演論文集'79, p. 77

- (1979).
- 12) M. Suzuki and K. Asano : J. Phys. D : Appl. Phys., **12** (1979), 529.
- 13) G.L. Fillmore, W.L. Buehner and D.L. West :
- IBM J. Res. Dev., **21** (1977), 37.
- 14) A.D. Moore (ed.) : *Electrostatics and Its Applications*, Ch. 13, p. 314, John Wiley & Sons, New York (1973).