

論 文

純水の高速噴出時に発生する帶電霧

浅野 一明^{*1}, 下川 博文^{*2}

(1997年6月17日受理)

Generation of Charged Fog by High-speed Ejection of Pure Water

Kazuaki ASANO^{*1} and Hirofumi SHIMOKAWA^{*2}

(Received June 17, 1997)

When water stream is breaking up to tiny droplets, many charged particles are generated. This phenomenon is well known as Lenard effect. One of the authors have reported that the negatively charged fog is generated around the water jet ejected from a nozzle with the velocity of up to 3.2 m/s, where the flow is laminar flow. The purpose of this paper is to understand the charged fog generated from pure water ejected with higher velocity in turbulent flow region. The maximum velocity of water jet is 52.5 m/s in the experiments. It is shown that the positively charged fog is generated from a positively charged jet. That means the charged fog polarity agrees with the polarity of the jet. The generated current of the charged fog and the streaming current of water jet are proportional to the 3.5th power of the velocity v . A small amount of the negatively charged fog is also generated simultaneously, and its particle size is smaller than a positively charged droplets. Further, the generated current depends on not only the ejected velocity but also resistivity of the water. The generated current increases with resistivity of the water. It is considered that, for high-speed water jet, the streaming electrification of the jet is dominant for producing charged fog rather than Lenard effect.

1. はじめに

流動帶電や噴出帶電の測定に際して、液柱の周囲に電荷が存在すると、液柱には逆極性の電荷が誘導されるため、正確な測定が困難になる¹⁾。一方、水が機械的に分裂すると帶電することはレナード効果として知られ、微小ものはマイナスに、より大きいものはプラスに帶電すると考えられている^{2,3)}。この帶電微粒子の発生現象は、近年、洗浄や切削に広く使われるようになってきたウォータージェットでも起きていると予想される。例えばシリコンウェハ表面の洗浄、タンカー内部のスケール洗浄という静電気が問題を引き起こす恐れのあるものから、食品加工、岩盤掘削、肝臓手術といったものまで広い分野へ応用されている⁴⁾。これらは流速、流量もさまざまだが、いずれにおいても微小水滴の発生を伴う。今後ウォータージェット技術は多分野で、さらに高速化して使われると考えられ、このような

微粒子の発生が電荷源としてふるまうことも問題になってくると予想される。またウォータージェットに限らず、海上の波飛沫や滝から発生する微粒子が電荷を持っていることが報告されている⁵⁾。この帶電微粒子について研究することは、学問上ののみならず、産業分野、さらに気象分野でも重要な意味を持つと考えられる。

本研究で対象とする帶電霧とは、一般にエアロゾル粒子として扱われているものである。この帶電霧は粒子形成後、長時間空間に漂っているようなもので、エアロゾル固体粒子などに結合し大気中に電荷を供給していると考えられる。すなわちこのような大量の帶電霧が大気電荷の供給源になっている可能性がある。

著者の一人は以前、最高 3.2 m/sまでの低速層流領域で流動帶電を測定した論文中で、ジェットの周囲に帶電霧が発生していることを報告した¹⁾。このとき発生する霧はマイナスに帶電していた。しかし実際のウォータージェットのような数 10 m/s の乱流領域で測定された例は皆無に等しい。そこで本論文では純水を最高 50 m/s の速度で噴出したときの帶電霧について報告する。

本論文では帶電霧について広い意味での発生量の測定方法の確立と現象解明に目的を絞った。測定対象はノズルからの噴出、それに伴う分裂のみとし、実用的な場で必ず伴う

キーワード：ウォータージェット技術、エアロゾル粒子、帶電霧、レナード効果、流動帶電

* 神奈川工科大学 (243-0292 神奈川県厚木市下荻野 1030)

Kanagawa Institute of Technology, 1030, Shimoogino, Atsugi, Kanagawa, 243-0292 Japan

¹ asano@ele.kanagawa-it.ac.jp

² shimo@ele.kanagawa-it.ac.jp

衝突時は扱わなかった。これにより純水の高速噴出時に発生する帶電霧について、その発生電荷量や極性、それを支配する要因を探求することが本研究の目的である。現象の解明には帶電霧の発生特性を知ることが必要であり、ここでは発生電流に着目する。また帶電霧の極性はジェットの流動電荷量に依存することが予想され、その関係を明らかにする。

2. 測定装置と実験方法

2.1 帯電霧の全発生電荷量の測定

帶電霧の全発生電荷量を測定する装置の概略を図1に示す。この装置は中央に大型の通過形ファラデーケージを置き、その両側に加圧タンクとファラデーカップを配したものである。

ノズルから水平方向に噴出された液柱は、途中で分裂し、大小さまざまな水滴を作る。そのうち通過形ファラデーケージの内部に浮遊あるいは付着した水滴の電荷量を測定する。このケージは外容器、内容器とも1 mm厚のアルミニウム板を使用し、外容器の正面幅960 mm、奥行き1,500 mm、高さ1,670 mm、外容器と内容器の隙間10 mmであり、テフロン(PTFE)片を適宜挿入して絶縁した。ジェットが通過するための開口は、入口が直径20 mmの円、出口が一辺200 mmの正方形である。発生量の評価は通過形ファラデーケージに接続したエレクトロメータ(アドバンテスト製TR8411)で測定される電荷量の時間変化から、電荷量の増加が直線的になったところで帶電霧の発生電流 I_t を算出して行う。

ジェットの回収には、流動電流の測定もできるようにファラデーカップを使用した。材料は外容器が1 mm厚のアルミニウム板、内容器が1 mm厚の真ちゅう板である。それぞれの大きさは外容器が幅220 mm、奥行き170 mm、高さ230 mm、内容器が幅200 mm、奥行き150 mm、高さ200 mmである。ジェット流入のため容器の側面上部に180×

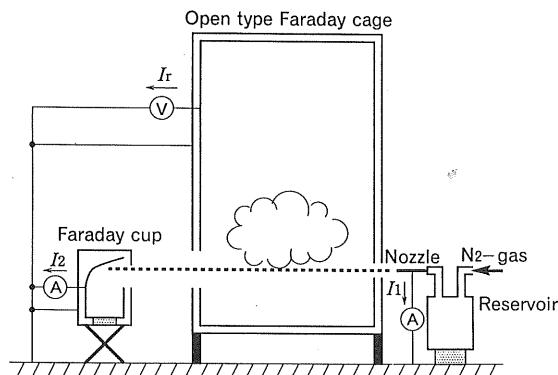


図1 実験装置の概略図

Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus.

40 mm²の穴が開いている。内容器は直方体ではなく上部を曲げてある。これはジェットと内壁の衝突角を小さくし、ジェットを壁伝いに流することで、ファラデーカップ内での帶電霧の発生につながる水の分裂を抑えるためである。このファラデーカップにエレクトロメータ(アドバンテスト製TR8401)を接続しジェットの流動電流 I_2 を測定する。

流動電流はノズルでも測定し、 I_1 として評価する。そのためノズルにもエレクトロメータ(川口電機製MMA II-17A)を接続した。このときタンク周囲にはシールドなどの対策をしなかったため、外部からの誘導(とくに測定者自身による)が生じる恐れがある。しかし後述するように、 I_1 は十分大きく誘導による影響は生じなかった。

I_1 、 I_2 のレコード出力は噴出の初期にわずかに変化する。これは圧力調整器の特性が原因と考えられ、タンク内の圧力が一定になるまでに時間がかかるためで、噴出速度の変化が起こっている可能性がある。しかし最長でも1分経過すると安定するので、安定後の値を読みとり噴出速度とともに評価した。

試料水は水道水をイオン交換器に通した後、蒸留し、その後超純水製造器(ミリポア製)で精製した抵抗率183 kΩmの超純水を使用した。導電率計(京都電子工業製CM-117S)によりタンク内の水の抵抗率を測定する。加圧タンクに超純水を注入した時点では、約130 kΩmになった。これは水が空気に触れた際に気体が急速に溶け込むこと^⑥や、注入用パイプやタンクのわずかな汚れが原因と考えられる。

加圧タンクは内径200 mm、高さ450 mmの円筒形で、バルブ、配管とともにすべてステンレス製である。

噴出用ノズルは内径0.3 mm、長さ150 mmのステンレス注射針(日本理化学器械製)である。この先端を直角にカ

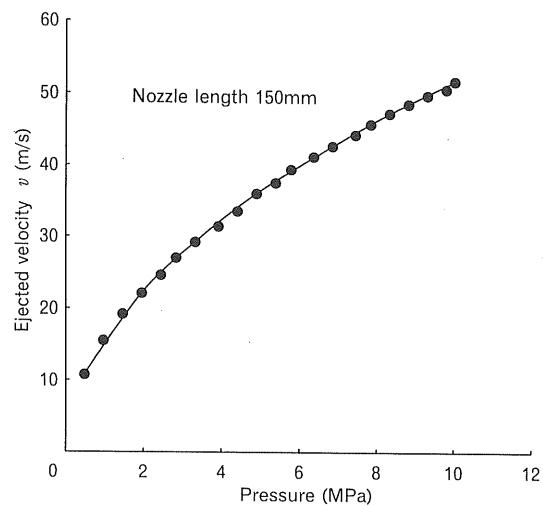


図2 噴出速度の圧力特性

Fig. 2 Dependence of ejected velocity on pressure.

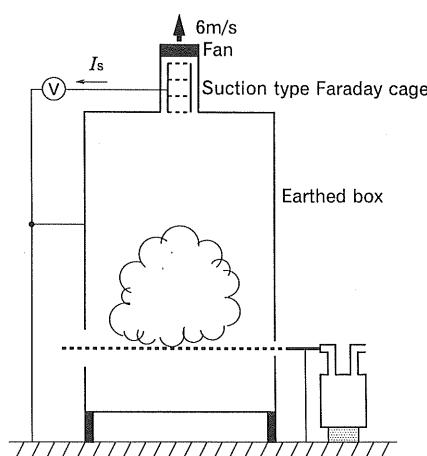


図 3 分別測定装置

Fig. 3 Apparatus using suction type Faraday cage.

ットし、切断面を超精密仕上げ用フィルム(スリーエム製)で研磨した。

水の加圧には窒素ガスを用いた。長さ 150 mm のノズルにおける圧力と噴出速度の関係を図 2 に示す。10 MPa で最高 52.5 m/s の噴出速度が得られる。このうち実験時に設定した噴出速度は 20 m/s 以上の領域である。それ未満の速度ではジェットはケージ内で放物線を描き、カップまで達しないため測定上不都合である。噴出速度はノズルの長さにも依存し、本実験で用いた長さ 150 mm のノズルでは圧力損失が大きく、噴出速度は低下する。しかし配管の拡大縮小により生じる流れの向きの変化をノズル内で流線方向に整えるため⁷⁾、この長さとした。

2.2 上昇気流による分別測定

ジェット周囲に上昇気流を作り、それによって運ばれる粒子を捕らえ測定する。これを分別測定と呼ぶこととする。

分別測定の測定装置を図 3 に示す。アースボックスは前述した通過形ファラデーケージの内外容器を短絡したもので、図 3 には簡略化して示した。吸引形ファラデーケージはアースボックス上部に取り付けた。構造は外側 200×200 mm²、高さ 270 mm、内側 180×180 mm²、高さ 220 mm の直方体で、隙間への帶電霧の進入防止と絶縁のため、テフロン片をはめ込んである。上部には直径 170 mm のファン、内部には真ちゅうの網(メッシュ 50)を 4 重に装着して微粒子を捕らえる。ファンの風速はおよそ 6 m/s である。しかしこの風速はファン付近を風速計で測定したので、通過形ファラデーケージ内の風速分布は不明である。この風で吸引された小さい粒子はほぼ完全に捕らえることができることを、このケージを通り抜ける電荷量を測定することで確認している。粒径の大きい方はどのくらいの大きさまで捕集できているのか不明である。

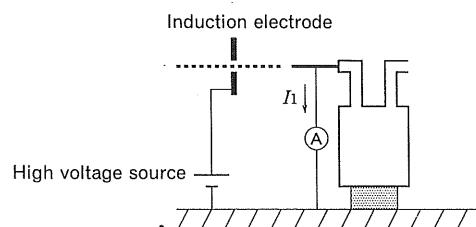


図 4 誘導帶電噴出装置

Fig. 4 Apparatus of induction charging ejection.

吸引形ファラデーケージにエレクトロメータ(アドバンテスト製 TR8411)を接続し、電荷量を測定する。電荷量の変化が一定の傾きとなるところで電流 I_s を算出した。

噴出と回収の方法は 2.1 節で述べたものと同様である。

2.3 誘導帶電による発生電荷量の制御

ジェットの帶電量や極性を外部電界による誘導で制御し、そのとき発生する帶電霧を測定した。

誘導帶電による噴出装置を図 4 に示す。外部電界を作るための誘導電極は 100×100 mm²、厚さ 1 mm の真ちゅう板で、ノズルとケージの間にジェットに対して直角に設置した。電極の中心にはジェットを通過させる直径 35 mm の穴を開けてある。ジェット内にマイナス電荷を誘導するために、電極に印加する電圧(誘導電圧)は極性がプラスで、最高数 kV である。1 回の噴出で電圧を数十秒ごとにステップ的に変化させた。

帶電霧の測定など、誘導電極以外の装置は図 1 と同じである。

ここでは霧の全発生電流 I_r を電流レンジで測定した。これは電荷量レンジで測定すると、誘導電圧を変化させた際に傾きの変化がつかみにくくなる恐れがあつたためで、電流で直読することにより、誘導電圧の変化に反応する様子を観測できる。しかし帶電霧の発生にわずかな変化があると、電流レンジでは大きな変化として現れるので、その平均値で評価した。

3. 結 果

3.1 帯電霧の全発生電流とジェットの流動電流

通過形ファラデーケージで測定した帶電霧の全発生電流 I_r の噴出速度依存性を図 5 に示す。 I_r の極性は測定流速の全領域にわたってプラスとなり、プラスの霧が発生していることがわかった。電流値は 0.1~数 10×10⁻⁹ A である。噴出速度 v への依存性を

$$I \propto v^n \quad (1)$$

とすると、指数 n の値は、両対数グラフにプロットして求められる。点を結ぶと $v=38$ m/s 付近で傾きが変化し、示したグラフでは低速側が $n=3.6$ 、高速側が $n=9.8$ だった。

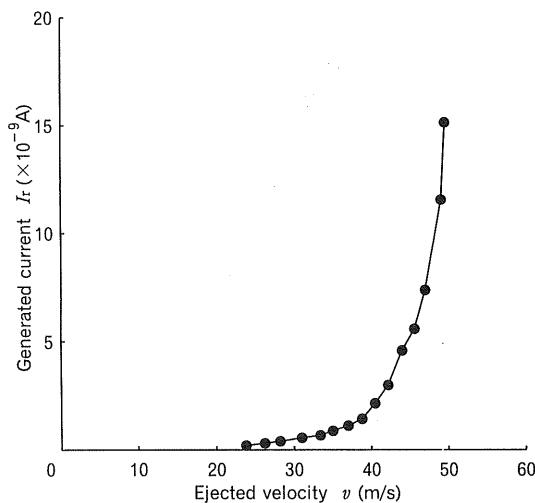


図 5 霧の全発生電流の噴出速度特性

Fig. 5 Dependence of generated current by whole charge of fog on ejected velocity.

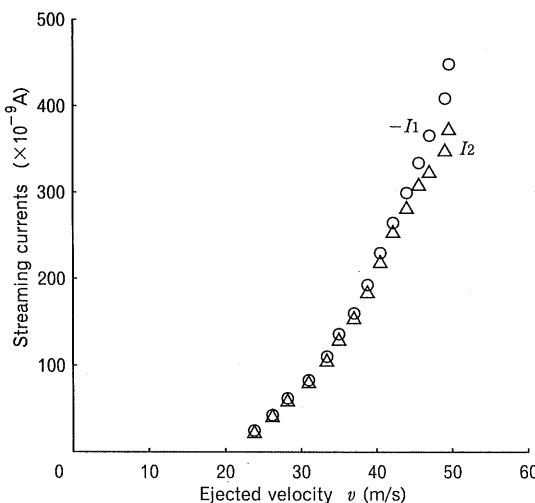


図 6 流動電流の噴出速度特性

Fig. 6 Dependence of streaming currents on ejected velocity.

この値は例えば噴出速度が2倍になれば発生電流は低速側では約12倍、高速側では約890倍になることを意味している。このように霧の発生電荷量を決定するものの一つは噴出速度であることがわかる。

一方、ノズルとファラデーカップで測定した流動電流 I_1 および I_2 の噴出速度依存性を図 6 に示す。グラフには大きさを比較する便宜上、 $-I_1$ と I_2 でプロットした。電流の極性はノズル (I_1) でマイナス、ファラデーカップ (I_2) でプラスになったので、噴出されるジェットはプラスに帯電している。よって帶電霧とジェットの極性が一致することがわかる。値は霧の全発生電流 I_r より2桁ほど大きく $10 \sim 500 \times 10^{-9}$ A になった。流動電流 I_1 と I_2 の間に本質的な差はみられず、若干 I_1 の方が大きい程度だった。このグラ

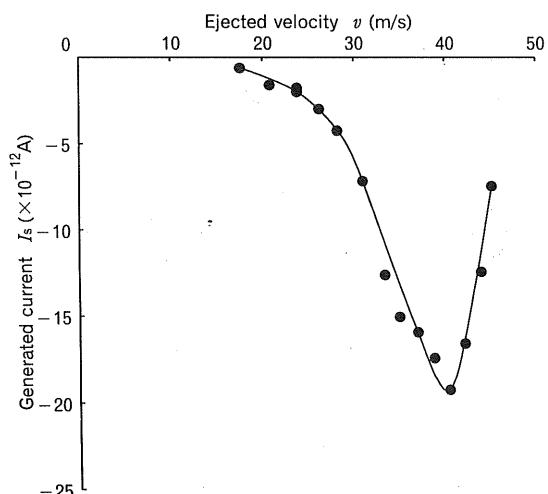


図 7 吸引した霧の発生電流の噴出速度特性

Fig. 7 Dependence of generated current by sucked fog on ejected velocity.

フにおける流動電流の指数 n の値は I_1 で測定範囲全域にわたって $n=3.5$ となり、 I_r の低速側とほぼ一致した。

ノズルにおける流動電流 I_1 とファラデーカップにおける流動電流 I_2 の大きさにはわずかに差が生じた。この差はノズルからファラデーカップの間の空間、すなわち通過形ファラデーケージ内で電荷の放出が行われているということを意味する。これは霧の発生に該当するはずである。すなわち

$$(-I_1) - I_2 = I_r \quad (2)$$

が成り立つと考えられる。しかし流動電流と発生電流の間には2桁の差があり、またファラデーカップで回収しきれない水滴もあるため、数値で上式を確認するには至らなかった。

3.2 上昇気流による分別測定

分別測定の結果の一例を図 7 に示す。発生電流 I_s の極性はマイナスとなり、電流の大きさは $0.5 \sim 20 \times 10^{-9}$ A である。ここで測定された粒子の粒径はファンの風に運ばれるような小さいものと考えられる。小さな粒子がマイナスの電荷を持つことは、レナード効果と一致する。

なお、ここではマイナスの霧の存在に重点を置いたため次のようなデータを割愛した。噴出速度を上げていくと I_s の極性がマイナスのピークに達した後プラスに反転するものや、 I_r のように低速時からプラスで増加していくものである。これら三つのデータは同程度の確率であらわれる。これは測定系内の風の分布が不安定であることなどに起因するものと考えられる。

3.3 誘導帶電による噴出時の帶電霧

測定されたデータを全発生電流 I_r と流動電流 I_1 の関係として評価した。その一例として噴出速度 49.5 m/s につい

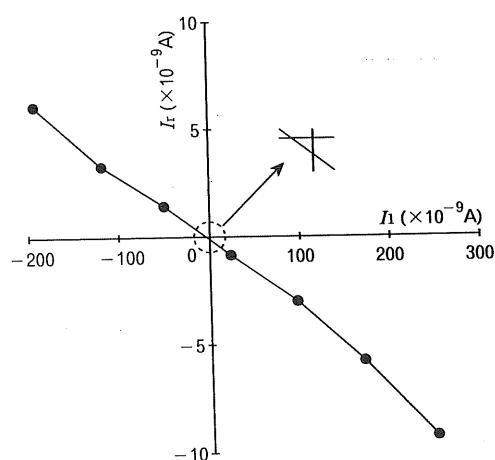


図 8 発生電流と流動電流の関係 (49.5 m/s)
Fig. 8 Relation between generated current I_r and streaming current I_l (at 49.5 m/s).

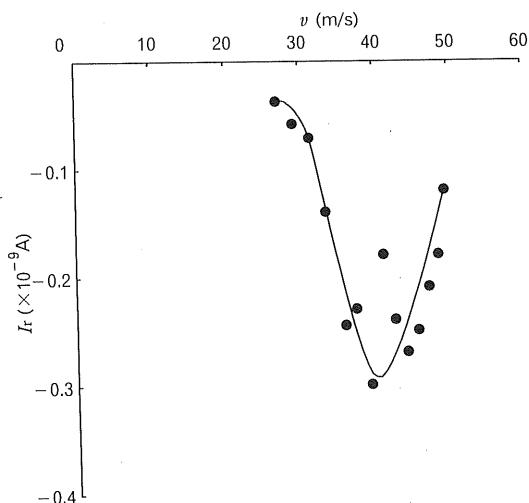


図 9 中性のジェットから発生する帶電霧の噴出速度依存性
Fig. 9 Dependence of generated current by charged fog of generated from neutral jet on ejected velocity.

ての結果を図 8 に示す。

I_l がマイナス、すなわちジェットがプラスに帯電しているときは、 I_r がプラスなので、プラスに帯電した霧が検出された。またマイナスのジェットからはマイナスの霧が検出された。このようにジェットと帶電霧の極性は一致することがわかる。

ところで $I_l = 0$ の付近を拡大すると、中性の水からわずかに帶電霧が発生していることが読みとれる。 $I_l = 0$ となつたときの I_r について噴出速度依存性を図 9 に示す。 I_r は極性がマイナス、大きさが数 $10 \sim 100 \times 10^{-12} \text{ A}$ である。よってノズルから中性の水を噴出しているときには、わずかにマイナスの霧が発生していることを示している。このことは中性の水の分裂により帶電粒子が発生するというレナード効果と一致する。また I_r は噴出速度 v に対して 40

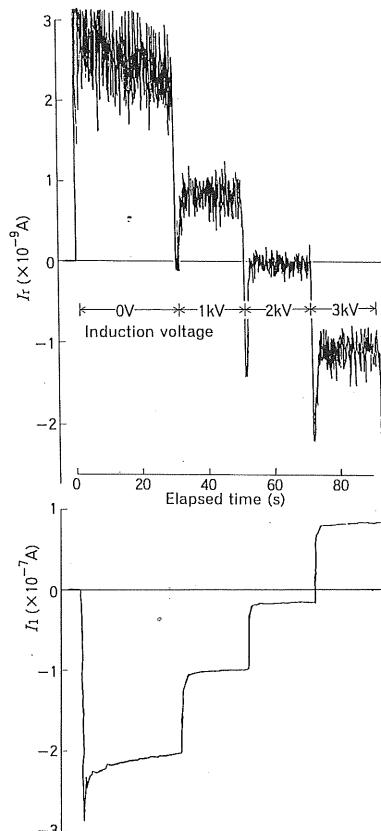


図 10 誘導帶電噴出のレコーダ出力
Fig. 10 Waveforms of induction charging ejection.

m/s 付近にピークを持つ。

図 10 に I_r と I_l のレコーダ出力の一例を示す。誘導電圧を変化させると I_r と I_l は同時に階段状に変化する。帶電霧についてここでは全発生電流 I_r をエレクトロメータの電流レンジで直接測定した。 I_r は激しく変動する。この変動から帶電霧の発生状況の瞬間的な変化をつかむ。この図でとくに注目するのは、 $I_r = 0$ として評価した三つ目のステップ(経過時間 50~70 s)である。 $I_r = 0$ というのは振幅の平均値、すなわち正味 0 ということで、実際にはプラス、マイナスに大きく振れている。よって $I_r = 0$ のときも帶電霧自体は発生しており、その量はプラス、マイナス等量である。

3.4 試料水の抵抗率の影響

試料水の純度が帶電霧の発生量にどのくらい影響するかに着目し測定した。この測定において装置と方法は、2.1 節で述べたものと同じである。

試料水の抵抗率の調整は次のように行った。試料水は超純水をタンクに注水した後、バルブを開放したまま長時間放置したものを使用した。これにより水面が空気にさらされるので、気体が水中に溶解し抵抗率が変化する。タンクに注水した直後で $130 \text{ k}\Omega\text{m}$ 程度だったが、さらに放置することで 1 週間後には $25 \text{ k}\Omega\text{m}$ の蒸留水程度になった。

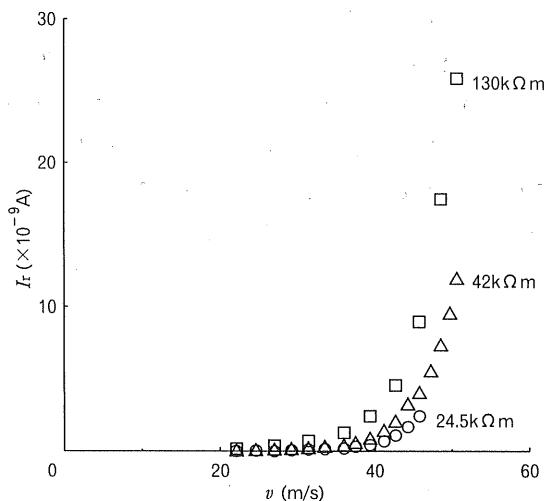


図 11 抵抗率変化による発生電流の噴出速度特性
Fig. 11 Influence of water resistivity on generated current-ejected velocity characteristics.

図 11 に帶電霧の全発生電流 I_r の噴出速度依存性を抵抗率をパラメータとしてプロットしたものを示す。 I_r の値は水の抵抗率に大きく依存する。抵抗率が高い方、すなわち純度が高い方が霧の発生電荷量が大きいことがわかる。例えば $v=27.0$ m/sにおいて $130\text{ k}\Omega\text{m}$ では $I_r=1.7\times 10^{-10}$ A, $25\text{ k}\Omega\text{m}$ では $I_r=1.1\times 10^{-11}$ A でその差は 15.5 倍, $v=42.7$ m/sにおいて $130\text{ k}\Omega\text{m}$ では $I_r=4.6\times 10^{-9}$ A, $25\text{ k}\Omega\text{m}$ では $I_r=1.1\times 10^{-9}$ A でその差は 4.2 倍となった。また噴出速度依存性(1)式の n は $130\text{ k}\Omega\text{m}$ で低速側 $n=4.1$, 高速側 $n=10.1$, $25\text{ k}\Omega\text{m}$ で低速側 $n=5.3$, 高速側 $n=11.9$ となり, 抵抗率の低下とともに指数は大きくなることがわかる。

同時に測定した、ジェットの流動電流 I_i の噴出速度依存性を抵抗率をパラメータとして図 12 に示す。これも抵抗率に依存しており、 $v=22.1$ m/sにおいて $130\text{ k}\Omega\text{m}$ で $I_i=-1.92\times 10^{-8}$ A, $25\text{ k}\Omega\text{m}$ で $I_i=-1.37\times 10^{-9}$ A で、その差は 14.0 倍, $v=42.7$ m/sにおいて $130\text{ k}\Omega\text{m}$ で $I_i=-3.0\times 10^{-7}$ A, $25\text{ k}\Omega\text{m}$ で $I_i=-6.20\times 10^{-8}$ A で、その差は 4.8 倍となった。抵抗率の高い方がノズル内の流動帶電が大きいことがわかる。(1)式の n は $130\text{ k}\Omega\text{m}$ で $n=3.7$, $25\text{ k}\Omega\text{m}$ で $n=5.2$ だった。

4. 考 察

4.1 帯電極性と粒径の速度変化

図 5において、帶電霧の全発生電流 I_r は極性がプラスだったので、ジェットからプラスの霧が大量に発生することを示している。一方、図 7において、分別測定時の発生電流 I_s の極性はマイナスで、測定系がマイナスの霧を吸引したことを見ている。このように両測定間には極性の違いが現れた。

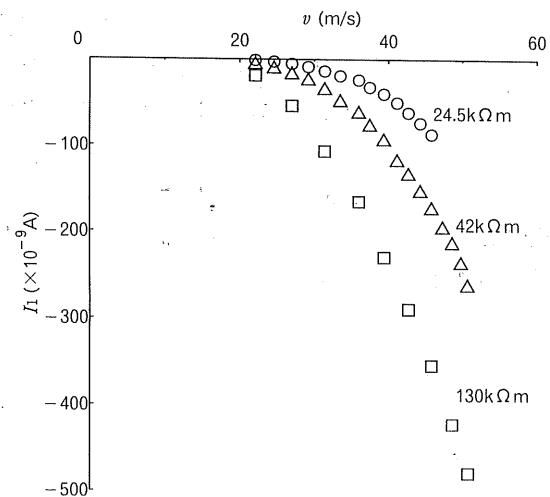


図 12 抵抗率変化による流動電流の噴出速度特性
Fig. 12 Influence of water resistivity on streaming current-ejected velocity characteristics.

レナード効果では、水が分裂すると相対して小さい粒子はマイナスに、より大きい粒子はプラスに帯電するとされている。本研究で対象としている水滴は、主に粒径が数 μm から数 $10\text{ }\mu\text{m}$ を想定している。そこで MgO 膜法⁸⁾ を用いてジェット近傍で実際の粒子径を測定した。染料を下塗りしたスライドガラスにマグネシウムが燃焼することによって発生する白煙(MgO)の膜を作る。その MgO 膜の表面で水滴を衝突捕獲すると、下塗りした染料が現れて痕跡が残るので、これを顕微鏡により観察して粒子径を測定する方法である。このスライドガラスをケージ出口、ジェットの上部 15 cm に設置し、水滴を付着させた。観測された粒子は直径数 $10\text{ }\mu\text{m}$ のものが大多数を占めるが、肉眼で確認できる 1 mm 程度のものも存在していた。また数 μm 程度の粒子は染料が現れず測定不能だった。

このような粒径においてはレナード効果から考えて、プラス、マイナス両極性含まれている可能性は否定できない。図 1 の装置ではプラス電荷とマイナス電荷の分別は不可能であり、得られる値は両極性の差である。このことからジェットの分裂からは大量のプラスの粒子と微量のマイナスの粒子が同時に発生している可能性が考えられる。

図 7において噴出速度を上げていくと $v=40$ m/s付近まで I_s は増加し、それ以上では減少する。まだ粒径分布の測定を行っていないので予測の域を脱することはできないが、このピークの要因として次のようなことが考えられる。

ファンにより吸引される粒径が毎回同じであると考えると、ピークの要因は小さな帶電霧の発生粒子数が減少している、あるいは噴出速度によって粒径に対する極性の分布が変化しているという 2通りが考えられる。しかし前者は

高速噴出におけるジェットの広がり方をみても粒子が減っているとは考えにくく、後者の方が妥当である。すなわちプラスの霧の分布が小粒径側にシフトしたことが予想される。

4.2 噴出速度依存性および帶電霧による誘導

前章で述べたように、(1)式に示した流動電流 I_1 の噴出速度依存性の指数 n は $n=3.5\sim5.2$ である。この n の値については、液体の種類によって値が異なり、水で $n=3$ 、アルコール類で $n=1.5\sim4$ という値が報告されている¹⁾。一方、この値は測定方法によっても変化し、水について周囲に送風し帶電霧を除去して測定すると $n=1^{11}$ 、エタノールについて装置による誘導を考慮すると $n=0.7^{9)}$ という値が報告されている。いずれにしてもこれらは 10 m/s 以下の低速領域で噴出したときの値であり、本研究のような高速領域での報告はほとんど見あたらない。

全発生電流 I_T の指数 n の高速側の値が低速側や流動電流に比べて非常に大きい要因として、実際の発生した量のほかにも測定方法が影響していることが考えられる。ノズルからの噴出では高速領域になるほどジェットの広がり角は大きくなるという報告がある¹⁰⁾。この広がりのため大きな液滴も通過形ファラデーケージに付着し測定されるので、発生電流が急激に増加するのだと考えられる。実際、測定後に通過形ファラデーケージの内側、出口付近に水滴が付着していることがあった。

10 m/s 以下の低速領域の測定で問題となっている帶電霧によるジェットの誘導帶電¹⁾は、本研究のような高速噴出では生じないか、あるいは生じても問題にならないと考えられる。低速噴出では発生電流は 10^{-11} A 、流動電流もほぼ同様の値である。しかし高速噴出では前述したように全発生電流 I_T が 10^{-9} A 、流動電流 I_1 は 10^{-7} A で低速領域よりもはるかに大きい値となる。図13に噴出中の流動電流 I_1 の時間変化の一例を示す。噴出開始当初に多少の電流値の減少があるが、その後はほぼ一定の値を保つ。霧が安定して発生しジェット周囲に大量に漂っていると思われる時間が経過しても、流動電流に変化はみられない。よって帶電霧によるジェットの誘導帶電の問題はないといえる。

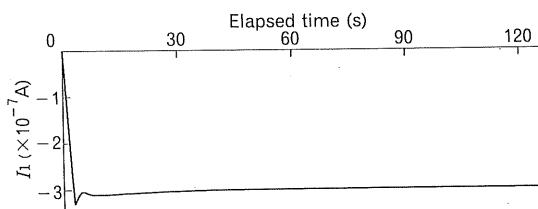


図 13 流動電流の時間経過波形
Fig. 13 Waveform of streaming current.

4.3 試料水の抵抗率と帶電霧の発生

誘導帶電噴出実験において、ジェットの極性と帶電霧の極性が概ね一致したことは、帶電霧の極性には流動帶電が、発生電荷量や発生粒子数にはジェットの機械的な分裂機構が支配的であることを示していると考えられる。ジェットはその表面波の成長により分裂する⁴⁾が、この表面波が噴出速度によってどのように発生し成長するかが鍵といえる。

試料水の抵抗率の影響は、高純水 ($130 \text{ k}\Omega\text{m}$) と純水 ($25 \text{ k}\Omega\text{m}$) の間に最大 10 倍という電流値の差であらわれた。試料水の抵抗率が流動帶電に影響を及ぼすことは以前から説明されている²⁾。液体の帶電要素として、電気二重層が形成された状態にある液体の電荷の緩和と、機械的な分裂との関係がある。いま超純水 ($183 \text{ k}\Omega\text{m}$) として電荷緩和時間 τ を求めると、 $\tau=126.4 \mu\text{s}$ が得られる。抵抗率が低下するとさらに緩和時間は短くなる。一方、内径 0.3 mm のノズルでレイノルズ数 10,000 以上の乱流領域で噴出したときには、ノズル先端から数 cm でジェットが分裂するという報告があり¹⁰⁾、液滴形成に要する時間は数 $100 \mu\text{s}$ となる。これらの数値を比べると電荷の緩和は十分できていると考えられる。しかし乱流領域では流れが複雑なこと、緩和に際してジェットの進行に逆行して電荷が進まなければならないことも考えると、流動帶電を簡単なモデルで説明するのは困難である。これらのことからジェット中で電荷は十分に緩和できず、その結果液滴は帶電すると考えられる。帶電霧はこの帶電液滴がさらに分裂してできた粒子の一部と考えられ、レナード効果と照らし合わせると、分裂前の液滴が帶電していることが帶電霧の電荷量を支配することは明白である。このように抵抗率が変化すると電荷緩和時間が変化するため、噴出帶電や帶電霧の発生電荷量に抵抗率が影響することは容易に予測できる。

実際のウェハ洗浄工程では、 CO_2 ガス溶解により抵抗率を低下させた水で洗浄が行われているようである^{6,11)}。よって抵抗率に大きく依存することは無視できない重要な問題と考えられる。

4.4 $v=40 \text{ m/s}$ 附近の変化

図 5 の全発生電流 I_T をはじめとして、図 7 の分別発生電流 I_s 、図 9 の I_T では、 40 m/s 附近にピークが存在することを述べた。このピークが生じる要因はジェットの機械的な分裂機構が急激に変化したことであると考えられる。一連の測定においても、噴出速度が速くなるにつれて、ファラデーカップの回収口に入らない水滴が増加することを観察している。また、これは図 6 にもあらわれており、 I_1 と I_2 の差が高速域で大きくなるのもこのためである。つまり速度が増すとジェットの広がる角度が大きくなる。これに

より通常は霧として漂うことがないような大きな粒子も、通過形ファラデーケージの出口で捕集され測定されている可能性がある。これはジェットを高速撮影するなどで確認できると考えられるが、今後の課題である。

5. 結論

本報告で明らかになったことを以下にまとめる。

(1) 純水をノズルから数 10 m/s の高速、かつ外部からの誘導のない状態で噴出した場合、正極性の帶電霧が発生する。これは低速噴出時の極性と逆である。

(2) 帯電霧の発生電流は 40 m/s を境にして、低速側で噴出速度の 3.6~5.3 乗、高速側で 9.8~11.9 乗に比例する。またジェットの流動電流は噴出速度の 3.5~5.2 乗に比例する。帶電霧の極性はジェットの極性に一致し、ジェットの分裂時に細かい帶電霧が発生することを示している。

(3) 中性の水を噴出した場合、発生する霧はマイナスに帯電する。これはレナード効果と一致する。

(4) 帯電霧の発生電荷量は試料水の抵抗率に大きく依存する。また抵抗率が低下すると噴出速度依存性の指数は増加する。

今後、帶電霧については、レーザードップラ速度計を用いて構成する粒子 1 粒当たりの大きさや電荷量、粒度分布の測定をするほか、発生量の霧囲気による影響、衝突時の帶電霧の発生電荷量を測定する予定である。また帶電霧の

発生の鍵となっている流動帶電のメカニズムについての解明が必要である。

本論文をまとめるに当たり、卒業研究として協力してくれた本学卒業生の小野裕平氏（現在、（株）雄電社）と由良光利氏（現在、永田部品製造（株））に深く感謝します。

参考文献

- 1) 下川博文：静電気学会誌，**15** (1991) 292
- 2) 静電気学会編：静電気ハンドブック, p. 104 他, オーム社 (1981)
- 3) 浅野和俊：電気学会論文誌 D, **108-D** (1988) 362
- 4) 日本ウォータージェット学会編：ウォータージェット技術事典, p. 6, 113, 丸善 (1994)
- 5) A.G. Bailey : *Electrostatic Spraying of Liquids*, p. 48, 67 他, Research Studies Press Ltd., Taunton (1988)
- 6) 伊藤英覚, 本田 瞳：大学講義流体力学, p. 29, 丸善 (1993)
- 7) 半導体基盤技術研究会編：超純水の化学, p. 54, 329, 392, リアライズ社 (1990)
- 8) 田代繁甲, 松井 満, 藤林宏一, 村崎憲雄：静電気学会講演論文集 '92, p. 143, 静電気学会 (1992)
- 9) 下川博文：1995 年第 1 回静電気学会研究会講演資料, p. 22, 静電気学会 (1995)
- 10) 清水正則, 新井雅隆, 廣安博之：日本機械学会論文集 B, **49** (1983) 2886
- 11) 化学工学協会編：化学技術者のための超 LSI 技術入門, p. 74, 培風館 (1989)