

論 文

噴水を有する平板電極間の直流フラッシュオーバ特性

高木 浩一*, 秋山 秀典**, 松岡 良輔***

西川 守男***, 堀井 憲爾****

(1994年4月21日受理)

Characteristics of DC Flashover for Plane-to-Plane Gap with Water Jet

Koichi TAKAKI,* Hidenori AKIYAMA,** Ryosuke MATSUOKA,***

Morio NISHIKAWA*** and Kenji HORII****

(Received April 21, 1994)

Lightning has been triggered successfully by using a thin wire which was pulled up by a rocket. However, the experiment in urban areas is impossible because of using rockets and thin wires. A new method using a water jet instead of the thin wire to trigger lightnings was proposed and has been investigated. In this paper, characteristics of DC flashover between plane electrodes with the water jet are described. The H.V. plane electrode with an area of $1 \times 1 \text{ m}^2$ and the grounded plane electrode with a hole in the center are used for the basic experiment of triggering the lightning by a water jet. The distance between the electrodes is set to be 1 m. The tap water is jetted from behind the grounded electrode through the hole. It was found from experiments that a corona discharge occurred on the tip of the water jet. In the case of the water with the shorter length than 60 cm, the surface discharge along the water occurred with the discharge between the tip of the water and the H.V. electrode.

1. まえがき

雷は自然界が作り出す壮大な物理現象である。こうした雷を任意の時刻に、任意の場所に導く誘雷技術は、雷害防止に役立つのみでなく、雷放電路や落雷時刻の予測の困難さから明らかにされていない雷現象の解明や、雷エネルギーの積極的利用の点でも魅力ある技術である。これまでロケットを用いた誘雷の研究が世界的に行わ

キーワード: 水誘雷、誘雷、雷、長ギャップ放電、水
* 大分工業高等専門学校電気工学科 (870-01 大分市牧
1666)

Department of Electrical Engineering, Oita
National College of Technology, 1666 Maki,
Oita, 870-01 Japan

** 熊本大学工学部電気情報工学科 (860 熊本市黒髪 2-
39-1)

Department of Electrical Engineering and Com-
puter Science, Kumamoto University, 39-1,
Kurokami 2-chome, Kumamoto, 860 Japan

*** 日本ガイシ株式会社 電力事業本部 (485 小牧市二重堀
田神)

Power Business Group, NGK Insulators, LTD.,
Futaebori, Komaki, Aichi, 485 Japan

**** 豊田工業高等専門学校 (471 豊田市栄生町 2-1)
Toyota National College of Technology, 2-1,
Eisei, Toyota, 471 Japan

れ、雷を制御することに成功している¹⁻⁴⁾。しかしながら、火薬を用いるため、実験が人里離れた場所に限定されることや、繰り返しが利かない欠点を有している。

ロケットを使わない新しい誘雷方式として、雷雲に向かって噴水を打ち上げ誘雷する水誘雷が提案され、基礎実験を通して誘雷実現の可能性が検討されてきた⁵⁻¹⁰⁾。この結果、噴水を挿入した数十 cm の電極間に雷インパルス電圧を印加した場合のフラッシュオーバは、噴水先端と上部電極間の気中放電と噴水上の沿面放電で構成され、この時のフラッシュオーバ電圧は、噴水の高さの増加と共に減少し、噴水を金属導体で置き換えたときのフラッシュオーバ電圧とほぼ一致することが確認されている。これらのことより、ロケット誘雷で成功した高さまで水道水程度の導電性を有する水を打ち上げることで誘雷可能となることが予想されている。雷は直流高電界内で引き起こされる現象であり、直流高電圧下に噴水がある場合のフラッシュオーバ特性より検討を行うことも重要であるが、これまでにこの特性は明らかにされていない。

本論文では、噴水を有する平板電極間の直流フラッシュオーバの進展過程やフラッシュオーバ電圧について調べた。本実験において、電極間隔は 1 m、噴水のノズル直徑は 1 cm 一定とし、噴水の高さは 90 cm まで、印加

電圧は 800 kV まで可変とした。任意の高さの噴水を有する電極間に電圧を印加し、フラッシュオーバに至るまでの放電形態の変化や各放電の開始電圧を調べた。これらの実験より、フラッシュオーバに至る過程は噴水の高さにより異なるが、噴水先端と高電圧電極間に放電で短絡されるまでは共通していることや、放電開始電圧は、雷インパルス電圧を用いた実験同様¹¹⁾、噴水の高さの増加に伴い減少することが明らかになった。

2. 実験装置と方法

図 1 に実験装置を示す。高電圧電極は、トタン板を幅 1 m × 1 m のフレームに張り付けたものを用い、同形状で中心に直径 5 cm の穴を有するアース電極と、1 m (ギャップ長 d) だけ離して対向させる。噴水は、ポンプで汲み上げた水を、アース電極中心の穴に置かれた口径 D が 1 cm のノズルを通して、アース電極の背後より上げている。アース電極と噴水は接しておらず、その間の距離は最も近い所で約 1 mm である。噴水は、高さを安定させるため、垂直方向に対して 6°～9° 傾けて上げ、高さの調整はポンプへの投入電力で行う。噴水の高さは時間に対して多少変動するが、変動幅を 2 cm 以内に抑え、平均を噴水の高さ h とする。0.01 μF のコンデンサと並列に接続されたギャップに印加される直流高電圧は、交流電圧をトランスで昇圧したのち整流し、1 MΩ の抵抗を経て印加される。極性は負である。

任意の高さまで噴水を上げたギャップに直流高電圧を印加し、コロナ開始電圧やフラッシュオーバ電圧、フラッシュオーバ時の電流変化を求めた。測定したコロナ開始電圧やフラッシュオーバ電圧に対して相対空気密度補正、湿度補正是行っていない。実験で用いた水は比誘電率 ϵ_s

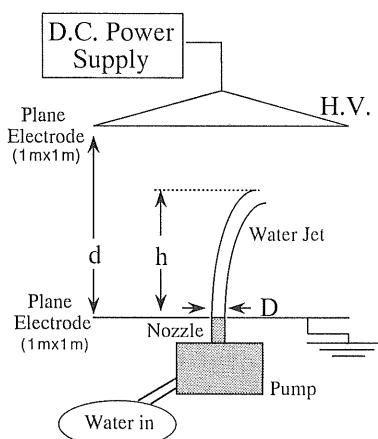


図 1 実験装置

Fig. 1 Experimental apparatus.

が 78、抵抗率 ρ が約 110 Ω m の水道水である。印加電圧は、コンデンサと並列に挿入された抵抗を流れる電流を測定することで求め、ギャップの放電電流は、ロゴスキーコイル (ピアソン社; カレント・トランスマーマ 110A) を用いて測定した。

3. 実験結果と検討

3.1 放電の様子

図 2 に、典型的な放電の様子を示す。噴水を上げた電極間への印加電圧 V を増加した場合の放電は、まず噴水先端に膜状のコロナ放電が発生する。この様子を図 2(a) に示す。図中、発光が弱いため確認しづらいが、薄い光がコロナ放電に伴う発光を示しており、噴水先端および噴水側面の一部に確認される。コロナ放電からの発光は印加電圧の増加と共に増加する。続いて、印加電圧がある値に達すると、噴水先端と高電圧電極との間に気中放電が現れる。図 3 は、噴水先端と高電圧電極間に気中放電が生じる前後の電流波形を示す。図 3(a) にみられる周期約 21 μs の規則正しい小さなペルス列は、噴水先端と高電圧電極間に気中放電で短絡される前に現われる間欠状の放電に相当すると考えられる。

その後の放電形態は、噴水の高さにより二通りに分られる。噴水の高さが 70 cm 以上と高い場合、印加電圧がある値に達した時点で噴水先端と高電圧電極間のみが放電で短絡される。このときの放電は、図 2(b) に示されるように、火炎状となっており、放電電流が噴水の抵抗で著しく制限されていることが分かる。電流値は、図 3 に示すように、 h が 70 cm のとき約 140 mA、90 cm のとき約 26 mA である。この電流値は、印加電圧を図 4 に示すような形状変化を考慮して求めた噴水の抵抗値で割った値とほぼ一致する。このことよりも、図 2(b) に示す火炎状放電の電流は噴水を通して流れていることが分かる。また放電は噴水先端と高電圧電極間のみでなく、図 2(b) のように、噴水の沿面や水滴間に所々観測される。これは噴水形状の不均一のため生じると考えられる。

噴水の高さが 60 cm 以下と低い場合、放電は噴水先端と高電圧電極間を短絡するだけでなく、図 2(c) のように、噴水沿面も短絡し、電極間のフラッシュオーバを引き起こす。このときの電流変化を図 5 に示す。 $h=60$ cm の場合、図 5(c) に示されるように、放電が開始すると電流は約 0.28 A まで増加した後、スペイク状のペルスを生じる。電流は、このペルスから約 70 μs は約 0.30 A で一定となるが、その後再び急激に上昇し、フラッシュオーバへ至る。図 3(a) に示す $h=70$ cm のときと比較した場合、スペイク状のペルス前後の電流変化の傾向は一致

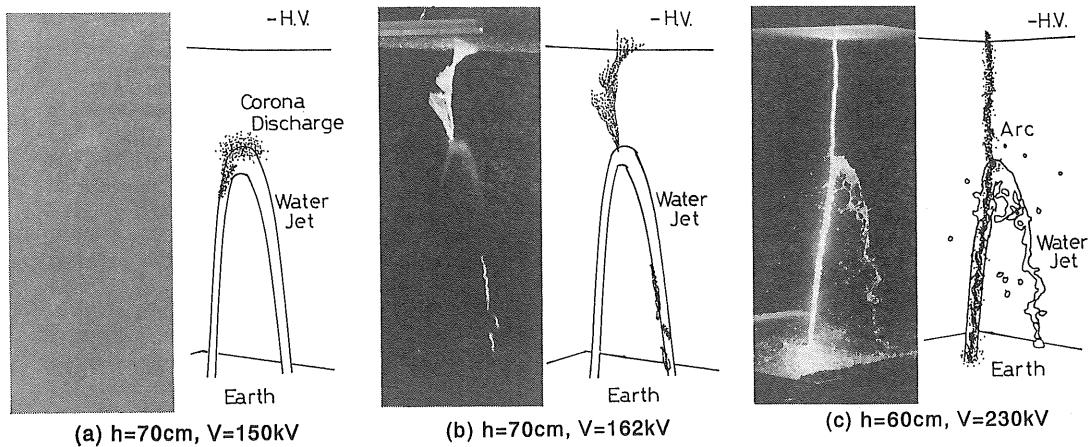


図 2 放電の静止写真

Fig. 2 Still photographs of discharges.

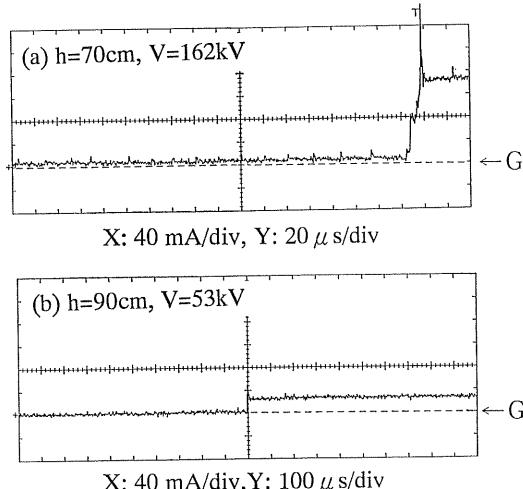


図 3 気中放電時の電流波形

Fig. 3 Current waveforms of air discharges.

している。加えて、 $h=60\text{ cm}$ での電流パルス後の一定電流は、 $h=70\text{ cm}$ の場合同様、印加電圧を噴水の抵抗値で割った値とほぼ一致する。これらのことから、 $h=60\text{ cm}$ における電流変化は以下のように説明できる。噴水先端と高電圧電極間にリーダー進展に伴い電流が増加する。リーダーがこの空間を短絡すると瞬間に生じる噴水先端の電位変化により、噴水先端とアース電極間に変位電流が流れ、スペイク状の電流パルスを生じる。その後、放電が噴水沿面を進展するまで電流値はほとんど変化しないが、沿面放電の進展により電流は再び上昇し、フラッシュオーバーへ至る。また h が小さい場合、スペイク状電流からフラッシュオーバーへ至るまでの時間は短い。空気中のインピーダンスは水に比べて大きく、電極へ印加した電

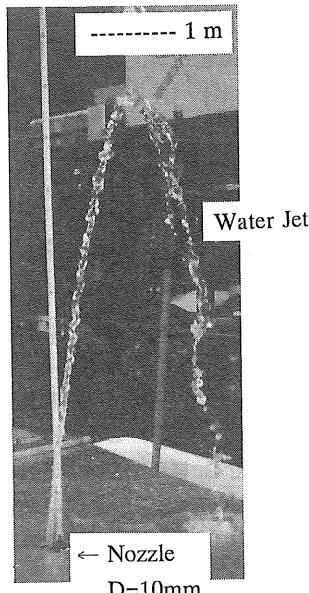
図 4 噴水の静止写真 ($h=90\text{ cm}$)

Fig. 4 Still photograph of a water jet.

圧の大部分は噴水先端と高電圧電極間にかかる。リーダー進展でこの空間が短絡されると、それまでこの空間にかかるっていた電圧が噴水にかかる。 h を減少すると、噴水先端から高電圧電極までの距離が大きくなり、リーダー進展に要する電圧も大きくなる。加えて、噴水の長さが短くなるため、リーダー進展後噴水の単位長さ当たりに加わる電圧は大きくなる。このため気中放電から噴水の沿面フラッシュオーバーまでの時間が減少すると考えられる。

3.2 噴水によるフラッシュオーバー電圧の減少

噴水を用いて誘雷する場合、水がロケット誘雷で用い

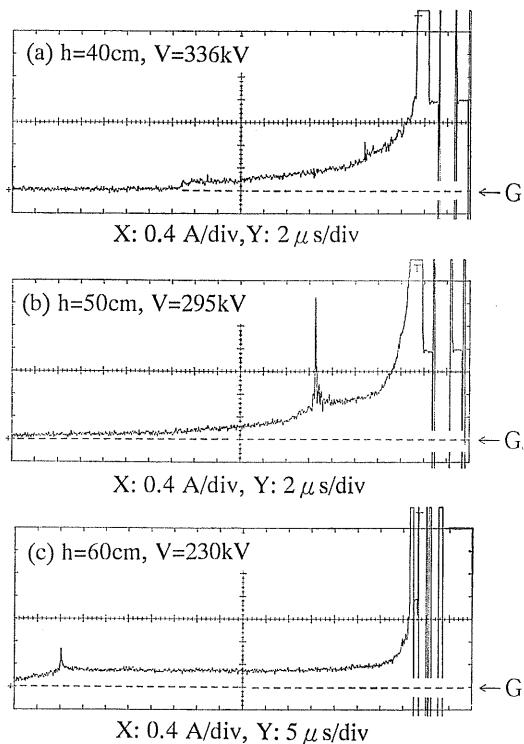


図 5 フラッシュオーバ時の電流波形

Fig. 5 Current waveforms of flashover discharges.

る金属ワイヤ同様導体として振る舞う必要がある。数十 cm のギャップ中に噴水を上げ雷インパルス電圧を印加したときのフラッシュオーバ電圧は、噴水を金属導体で置き換えた場合と一致した^{5,8)}。ここでは、直流高電圧を印加したときの放電開始電圧について述べる。図 6 に、噴水の高さとコロナ開始電圧 V_C およびフラッシュオーバ電圧 V_{BD} との関係を示す。図中、○は図 2(c) で示した気中放電と沿面放電の両放電でギャップが短絡されるフラッシュオーバ電圧を示し、△は図 2(b) で示した気中のみ放電で短絡されるフラッシュオーバ電圧を示す。□は図 2(a) で示した噴水先端のコロナ開始電圧を示す。これらの電圧は、噴水の高さや形状のばらつきや、放電形成時のばらつきなどにより、誤差を生ずる。各電圧の誤差は、同条件で 5 回行った実験より求められ、約 5% である。

図 6 より、 $h=100\text{ cm}$ 、すなわち噴水先端と高電圧電極間の距離 $d-h$ が 0 cm となったとき、コロナ開始電圧やフラッシュオーバ電圧は共にほぼ 0 V となり、 $d-h$ の増加に対してフラッシュオーバ電圧は比例、コロナ開始電圧は飽和特性を示している。また、■、▲はそれぞれ文献 12 から引用した直径 2 cm の正球対平板のグロー

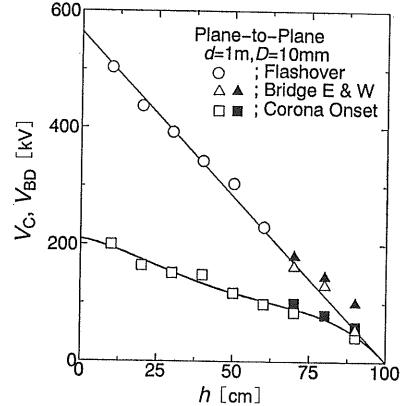


図 6 コロナ放電開始電圧およびフラッシュオーバ電圧と噴水の高さとの関係

Fig. 6 Dependences of corona onset voltage and flashover voltage on the height of jetted water.

状コロナ開始電圧およびフラッシュオーバ電圧を示す。横軸は、噴水を球電極で置き換えた場合と等価になるように $d-h$ をギャップ長とした。 $d-h$ が 10 cm 付近では噴水と球電極を用いた場合に差が見られるものの、 20 cm 、 30 cm と増すにつれて両者の差は小さくなっている。球電極の曲率半径に比べ噴水先端の曲率半径は小さい。 $d-h$ が小さい場合、両者の曲率半径の差が $d-h$ に対して無視できなくなり、両者の電圧に差が生じたものと考えられる。これらのことより、電極間に噴水を上げた場合の気中のフラッシュオーバ電圧は、雷インパルス電圧を用いた実験結果同様^{5,8)}、噴水を金属で置き換えた場合とほぼ等価になると考えられる。

4. あとがき

新しい誘雷方式である水誘雷について、直流高電圧を用いて基礎実験を行った。噴水の高さに対するコロナ開始電圧、フラッシュオーバ電圧の変化や、フラッシュオーバ時の電流変化を調べ、その結果、以下のことが分かった。

ギャップに噴水を上げた場合の放電は、噴水先端と上部電極との間で始まる。噴水が高い場合、噴水先端と上部電極間のみで放電は終わる。しかし噴水が低く、噴水先端と上部電極間の気中放電のうち噴水先端にかかる電圧が噴水の沿面フラッシュオーバ電圧より大きい場合、気中放電に引き続き沿面放電が起こり、電極間はフラッシュオーバに至る。電流波形、フラッシュオーバ電圧と噴水の高さの関係及び放電の様子は、ともに雷インパルス電圧を印加したときと同様の特徴を示した。

本研究の一部は文部省科学研究費の援助で行われた。

参考文献

- 1) M.M. Newman, J.R. Stahman, J.D. Robb, E.A. Lewis, S.G. Martin and S.V. Zinn: *J. Geophys. Res.*, **72** (1967) 4761
- 2) H. Akiyama, K. Ichino and K. Horii: *J. Geophys. Res.*, **90** (1985) 10674
- 3) 堀井憲爾: 電気学会雑誌, **110** (1990) 21
- 4) 中村光一, 河崎善一郎: 電気学会論文誌B, **113** (1993) 839
- 5) 高木浩一, 秋山秀典, 前田定男: 静電気学会誌, **17** (1993) 110
- 6) 高木浩一, 秋山秀典, 前田定男: 電気学会論文誌A, **113** (1993) 552
- 7) 高木浩一, 秋山秀典, 前田定男: 電気学会論文誌A, **114** (1994) 101
- 8) K. Takaki, H. Akiyama and S. Maeda: *Proceedings of 8th International Symposium on High Voltage Engineering Vol. 3*, p. 285, Yokohama (1993)
- 9) 松岡良輔, 西川守男: 放電高電圧合同研究会資料, ED-93-59, p. 75, 電気学会 (1993)
- 10) 和田淳, 相原良典, 酒井勉, 永森淳, 杉本仁志, 西田信雄: 放電高電圧合同研究会資料, ED-93-182, p. 105, 電気学会 (1993)
- 11) K. Takaki, H. Akiyama and S. Maeda: *Proceedings of the 6th Asian Conference on Electrical Discharge*, p. 274, Oita (1993)
- 12) 大重力, 原雅則: 高電圧現象, 97, 森北出版 (1973)