The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	マイクロメータスケールギャップにおける放電特性
Author(s)	上野, 秀樹; 岡田, 翔; 比田, 悠斗 他
Citation	電気材料技術雑誌. 2022, 31(1), p. 26-34
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/89736
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

電気材料技術雑誌　第31巻第１号
J. Soc. Elect. Mat. Eng.　Vol.31,　No.1　２０２２

マイクロメータスケールギャップにおける放電特性

上野　秀樹、岡田　翔、比田　悠斗、三ツ橋　昂起、谷　直樹

兵庫県立大学大学院工学研究科電気物性工学専攻
〒671-2280　兵庫県姫路市書写 2167

Discharge characteristics for micrometer-scale gap

Hideki UENO, Sho OKADA, Yuto HIDA, Koki MITSUHASHI, Naoki TANI

Department of Electrical Materials and Engineering, University of Hyogo
2167 Shosha, Himeji, Hyogo 671-2280, JAPAN

The gap length dependence of breakdown voltage for micrometer-scale gap in air and along dielectric glass surface with gap lengths from 5 to 50 μm, using a pair of conical trapezoidal electrodes with a radius of curvature of 20 μm, was investigated. The breakdown voltage of the gap along the glass surface with gap lengths from 5 to 15 μm was comparable to that for air gap. By increasing gap length of ≥ 25 μm, the breakdown voltage of the gap along the glass surface is considerably lower than that for air gap. From the discharge observations, discharge behavior turned from air gap discharge to surface discharge. The triple junction should be important role in this discharge transition.

キーワード：マイクロギャップ、絶縁破壊、気中放電、沿面放電、三重点

１．はじめに

近年、微細加工技術の発達により、電子機器の高集積化が急速に進んでいる。今後、電子機器の小型化・高性能化、素子の微細化･薄膜化がマイクロスケールからナノスケールまで進む。それにより機器・デバイスのサージ耐性の低下が問題となる[1),2)]。数 μm 以下の金属ギャップを有する MEMS や絶縁層上や内部に形成された配線間のマイクロメーターオーダーのギャップ（マイクロギャップ）を有する電子デバイスでは、低い電圧印加によっても高電界となる。駆動電圧のさらなる上昇や静電気放電等に起因したサージの人体や電源等からの侵入により、絶縁体基板上の高電界となる金属間のマイクロギャップで放電が生じる可能性がある。この放電が素子の焼損などを引き起こし、故障や誤動作の原因となる。特にウェアラブル機器の普及により、デバイスが人体からの静電気放電の影響を受ける可能性が高まっており[3)]、MEMS などのナノ・マイクロスケールのデバイスの絶縁設計・絶縁信頼性確保やマイクロギャップでの放電を応用したサージ保護デバイスの設計の点から、マイクロギャップでの放電現象とそのメカニズム解明は重要である。

大気圧下のマイクロギャップでの放電現象については、これまでに精力的に理論・実験の両面から研究がなされてきた。その結果、一般に火花放電電圧と *pd* 積（圧力×ギャップ長）の関係は、V 字型の曲線で示されるパッシェンカーブとしてよく知られているのに対して、大気圧マイクロギャップ放電では、ギャップ長が数 μm 以下において、パッシェンカーブから外れて、火花放電電圧の下限値よりもさらに低い電圧で火花破壊となることが示唆されている[4), 5)]。また、大気圧下でのこの領域のギャップ長では、紫外線や放射線等による初期電子の存在確率は低く、電子の平均自由行程も短いため、電極からの電界電子放出が主要

な電子供給過程であると推測されている[6]。

実際の MEMS や電子デバイスを考えた場合、各種半導体表面に形成された誘電体層や誘電体基板上に配線等の金属電極が形成される。したがって、デバイスの絶縁設計・絶縁信頼性や異常電圧からの保護においては、誘電体沿面に形成されたマイクロギャップ中での放電現象とそのメカニズム解明が重要である。沿面マイクロギャップにおける放電特性に関する検討例があるが[7, 8, 9]、その現象には不明な点も多く、放電発生・進展メカニズムは必ずしも明確にはなっていない。

以上のことより、我々もマイクロギャップにおける放電現象の解明を目的として研究を行ってきた[10, 11, 12]。本稿では気中および沿面マイクロギャップにおける破壊電圧のギャップ長依存性とそれにおける電極金属材料や印加電圧（特に立ち上がり時間）の影響について検討した結果について述べる。また、放電様相の観測結果と合わせて、マイクロギャップにおける放電メカニズムの検討結果についても報告する。

２．試料および実験方法

２．１．測定電極構成

実験で使用した電極構成を図 1 に示す。用いた円錐台形状電極は厚さ 1 mm、底面直径 10 mm、上面直径 9 mm で、底面先端に曲率半径 20 μm 程度の丸みを持たせている。電極金属としては、銅、真鍮、タングステンの三種類を用いた。上面中央から垂直方向に銅線がハンダ付けされており、銅線上端は金属端子に圧着され、これを介して高電圧印加線または接地線が接続できるようになっている。

固体誘電体板として、硼珪酸ガラス（比誘電率 $\varepsilon_r = 7$、体積抵抗率 $\rho = 1.1\times10^{14}$ Ω･cm、大きさ 20 mm×50 mm）を用いた。直方体の中心をくり抜いたアクリル樹脂製のステージの上にガラス板を設置した。このガラス上に一対の円錐台電極を配置した。また、電極が不意に移動しないように工夫されている。なお、本実験において背後電極は用いていない。

ギャップ長の調整は、高電圧側電極が固定されたアクリル板に接続されたマイクロメータによってスライドさせて行った。まず、高電圧電極を徐々に接地電極に近づけ、この間の抵抗をテスタでモニタし、導通状態になった位置をギャップ長 $d = 0$ μm とし、この位置から徐々に高圧電極を接地電極から離すことにより任意のギャップ長 d に調整した。なお、顕微鏡により、ギャップ長が設定値になっていることやギャップに埃や汚損が無いことを確認した。また、上記ギャップ長の調整を行う際に、電極円盤を円周方向に回転させることにより前放電や電極端部の劣化の影響が次の電圧印加・放電に及ばないようにした。さらに、比較として、直方体の中心をくり抜いたアクリルステージ上に橋渡しするように円錐台形状電極を対向させた気中マイクロギャップの電極構成についても検討を行った。

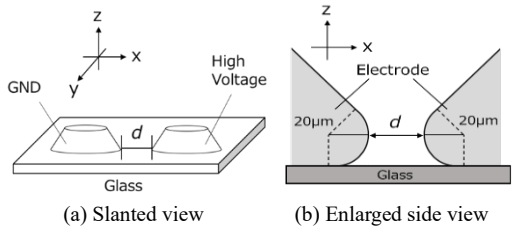


図 1　電極構成

Fig. 1 Electrode configuration.

２．２．破壊電圧測定

図 2 に実験回路を示す。図 1 に示した電極構成と電流検出用の抵抗 50 Ω を電源と直列に接続した。静電気試験器（ノイズ研究所、ESS-B3011A（立ち上がり時間約 25 ns））、高圧パルス電源（パルス電子技術株式会社、PG-40K03A（立ち上がり時間

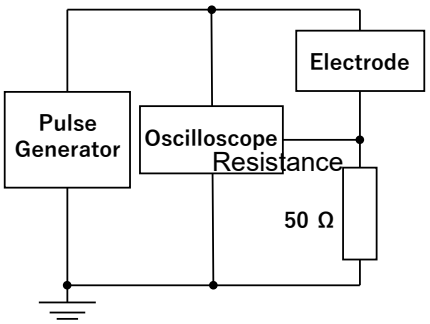


図 2　実験回路

Fig. 2 Experimental circuit.

約 80 ns)）の２種類の立ち上がり時間の異なる電源を用い、電圧波高値 ±2 kV を印加し、その時の電圧および電流波形をオシロスコープ（Tektronix、MDO3104 5.0 GS/s、1 GHz）を用いて観測し、電圧波頭部での破壊電圧を測定した。

２．３．放電様相の観測

高速度カメラ（株式会社ナックイメージテクノロジー、MEMRECAM、ACS-1）に顕微光学系（Leica MICROSYSTEMS、Z16APO SLR2.5x：10446175、AS-Tube：10447204、対物レンズ：10447178 PLAN APO 2.0x/WD 39mm）を取り付け、電極に対して水平に設置して、光学倍率約 46 倍に拡大した。撮影は、露光時間 20 ms、撮影速度 50 fps で行った。

３．実験結果

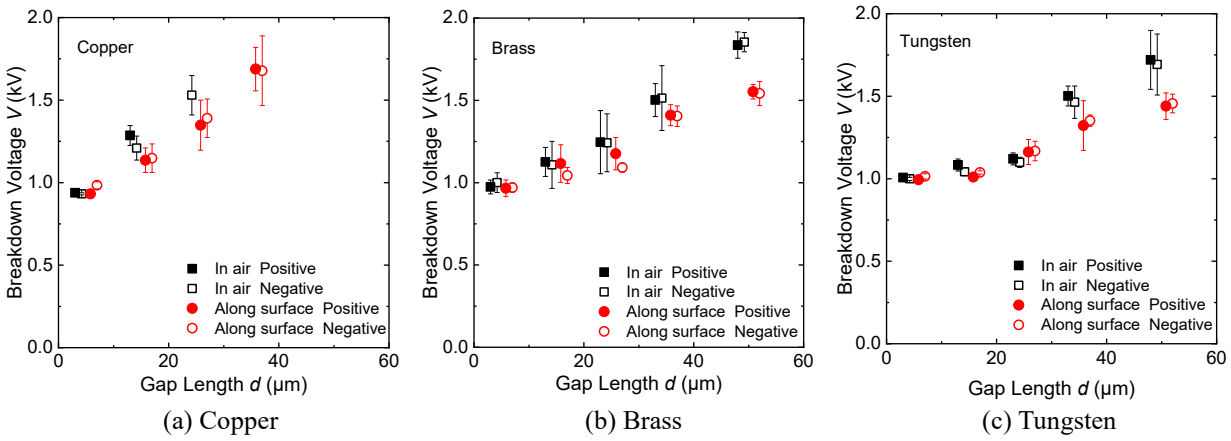
３．１．気中および沿面マイクロギャップにおける破壊電圧のギャップ長依存性と電極金属の影響

銅、真鍮、タングステンの３種類の金属電極を用いて、気中マイクロギャップおよびガラス沿面マイクロギャップの電極構成に対する電圧波頭部での破壊電圧のギャップ長依存性を調べた。その結果を図 3 に示す。なお、印加電圧は、立ち上がり時間 25 ns、波高値 2 kV 一定である。

まず、図 3(a)に示した銅電極の場合、ギャップ長 d = 5 μm においては、破壊電圧は 0.9～1.0 kV 程度で気中ギャップ、沿面ギャップ、印加電圧極性による差異は認められない。また、ギャップ長の増大にしたがって破壊電圧は上昇したが、特に沿面ギャップに比べて気中ギャップにおいてその上昇度合いは大きく、ギャップ長 d = 40 μm においては印加電圧 2 kV の波頭部における破壊は生じなくなった。

次に、図 3(b)に示した真鍮電極の場合においても概ね銅電極の場合と同様の傾向が得られた。すなわち、ギャップ長 d = 5 μm における破壊電圧は 0.9～1.0 kV でギャップ長の増大とともに破壊電圧は上昇したが、全体として銅電極に比べて破壊電圧は低くなった。一方で、ギャップ長 d = 15 μm においては、1.0～1.2 kV 程度と破壊電圧の上昇は認められるが、気中ギャップ、沿面ギャップによる破壊電圧の明確な差異は認められなかった。ギャップ長 d = 25 μm 辺りより、沿面ギャップより気中ギャップの破壊電圧の方が高くなる結果が得られた。また、ギャップ長 d = 5 μm における破壊電圧は銅電極の場合とほぼ同じであったが、それ以上のギャップ長では真鍮電極での破壊電圧は銅電極の場合より低くなった。

さらに、図 3(c)のタングステン電極を用いた場合では、ギャップ長 d = 5 μm における破壊電圧は 1.0 kV で銅電極、真鍮電極と同等であった。ギャップ長の増大とともに破壊電圧は上昇したが、真鍮電極よりもさらに低い破壊電圧となった。また、ギャップ長が約 d = 35 μm よりも大きな領域で沿面ギャップに比べて気中ギャップの破壊電圧が大きくなる結果が得られた。



(a) Copper　(b) Brass　(c) Tungsten

図 3　破壊電圧のギャップ長依存性

Fig. 3 Gap length dependence of breakdown voltage.

以上の破壊電圧の測定より、いずれの金属電極の場合もギャップ長 $d = 5$ μm では、気中ギャップ、沿面ギャップにおける破壊電圧の差は認められなかった。また、ギャップ長の増大とともに破壊電圧の上昇がみられるとともに、気中ギャップに比べて沿面ギャップの方が破壊電圧は低くなった。さらに、電極金属が、タングステン、真鍮、銅の順に破壊電圧が高くなっていく結果が得られた。なお、今回の結果においては、いずれの条件においても明確な極性差は認められなかった。

３．２．破壊電圧のギャップ長依存性における印加電圧立ち上がり時間の影響

次に、破壊電圧のギャップ長依存性に及ぼす印加パルス電圧の立ち上がり時間の影響を調べた。その結果を図 4 に示した。印加電圧は負極性、波高値 -2 kV で、電圧の立ち上がり時間は、25 ns と 80 ns の２種類である。なお、実験に用いた電極は、前節のものと同一形状の銅電極で、別バッチの測定である。

図 4 より破壊電圧のギャップ長依存性は、前節でも述べたように気中ギャップ、沿面ギャップともにギャップ長が増加すると破壊電圧は増大傾向を示した。ギャップ長 $d = 5$ μm においては、破壊電圧における印加電圧の立ち上がり時間による大きな差異はなかった。しかし、ギャップ長を大きくしていくにしたがって、電圧立ち上がり時間による破壊電圧の差異が明確となった。

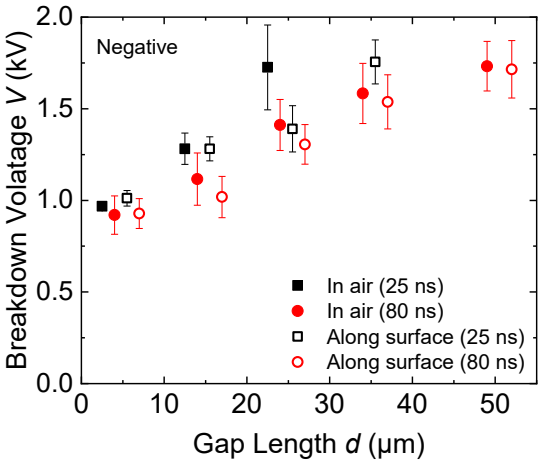


図 4　破壊電圧のギャップ長依存性における印加電圧立ち上がり時間の影響

Fig. 4 Influence of rise-time of applied voltage on gap length dependence of breakdown voltage.

立ち上がり時間 25 ns では $d = 50$ μm では気中ギャップ、沿面ギャップともに電圧波頭部での絶縁破壊は起こらず、$d = 35$ μm の場合はガラス上のみ波頭部での破壊電圧の測定が可能であった。一方、立ち上がり時間 80 ns では $d = 50$ μm で気中ギャップ、沿面ギャップのいずれにおいても破壊電圧の測定は可能となった。

気中ギャップ、沿面ギャップで比較すると、$d = 5$ μm において差異はなかったが、$d = 15$ μm より大きなギャップ長においては気中ギャップより沿面ギャップの方が低い破壊電圧を示し、さらに各ギャップ長おいて立ち上がり時間 80 ns の方が立ち上がり時間 25 ns の場合よりも明らかに低い破壊電圧となった。

３．３．放電様相の観測

ギャップ長 $d = 5$～50 μm の気中ギャップ、沿面ギャップに対して、負極性、波高値 -2 kV の電圧印加において、電極間で生じる絶縁破壊時の放電様相を撮影した。

図 5 にはギャップ長 $d = 25$ μm の気中ギャップにおける放電発光像を示した。図 5(a)は電圧印加前の電極を撮影したものである。赤い破線で囲った電極先端が対向する気中ギャップにおいて、いかなる発光は確認されない。これに対して、図 5(b)に示した電圧印加時においては、発光は弱く見づらいものの、赤線で囲んだ部分の中心付近に電極先端間を結ぶ 1 本の光の筋が撮影され、電極先端間において絶縁破壊時の放電発光が観測された。また、気中ギャップの場合、ギャップ長、印加電圧極性を変化させても、ギャップ長 $d = 25$ μm の場合と同様に、電極先端間での放電発光が観測され、電極先端間で絶縁破壊が生じていることが確認された。

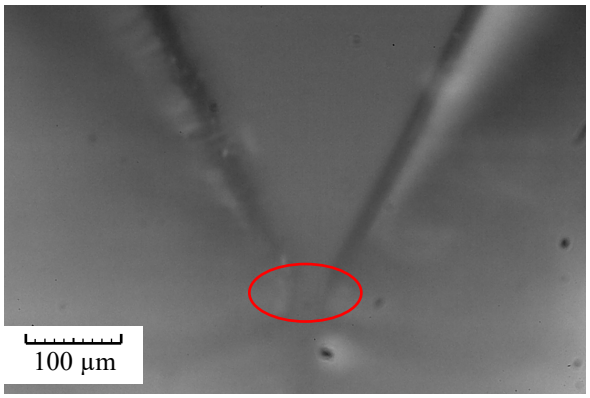
次に、ギャップ長 $d = 15$ μm および $d = 25$ μm のガラス上における沿面ギャップの放電様相を撮影した結果を図 6 に示した。図 6(a)のギャップ長 $d = 15$ μm の沿面ギャップの場合、すでに図 5(b)に示

した気中ギャップの場合同様に、電極先端間で放電発光が観測された。このことは、沿面ギャップが d = 15 μm の場合も気中ギャップと同様、電極間を直接橋絡する放電が生じ、絶縁破壊に至っているものと考えられる。一方、図 6(b)に示したギャップ長 d = 25 μm の沿面ギャップの場合では、両電極の下部の電極・ガラス・空気の接点近傍からギャップ間のガラス沿面に拡がった淡い放電発光が観測された。すなわち、ギャップ長の増大により、電極先端間の気中ギャップの放電から、沿面放電に放電形態が変化したものと言える。発光像より、三重点付近から放電が発生し、ガラス沿面を放電が進展し、電極間を橋絡、絶縁破壊に至ったと推察される。

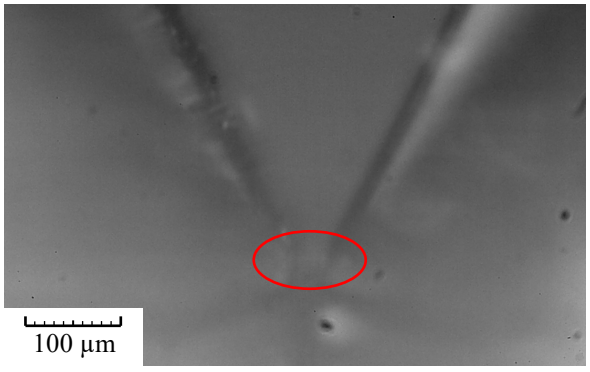
４．検討

４．１．電極金属および印加電圧立ち上がり時間の破壊電圧への影響

３種類の金属の電極を用いて破壊電圧を測定した結果、気中ギャップ、沿面ギャップともに、ギャップ長が d = 15 μm より大きな領域において、破壊電圧はいずれのギャップ長においても概ね銅電極の場合が一番高く、次いで真鍮電極が高く、タングステン電極において最も低くなった。マイクロメーターレベルのギャップにおいては、大気圧下では放射線等による初期電子の存在確率は低く、電子の平均自由行程も短いことから、電極からの電界電子放出の影響が大きいと考えられる。一般に電極金属の仕事関数が大きいほど、電極からの電子放出が起こりにくくなるため、ギャップ内での衝突電離も起こりにくくなる。その結果として破壊電圧は高くなると予想される。今回用いた電極金属多結晶体の一般に知られている仕事関数は、銅が 4.65 eV、真鍮は 4.61 eV、タングステンは 4.55 eV 電極である [13), 14)]。仕事関数の差はそれほど大きくないものの、概ね先に述べた破壊電圧の大小関係と一致する。よって、仕事関数、すなわち電子放出のしやすさが破壊電圧に影響を及



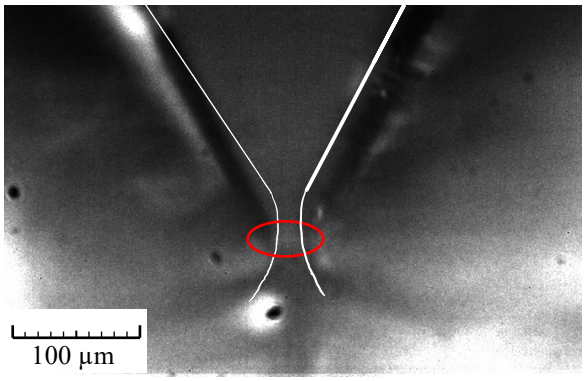
(a) Electrode



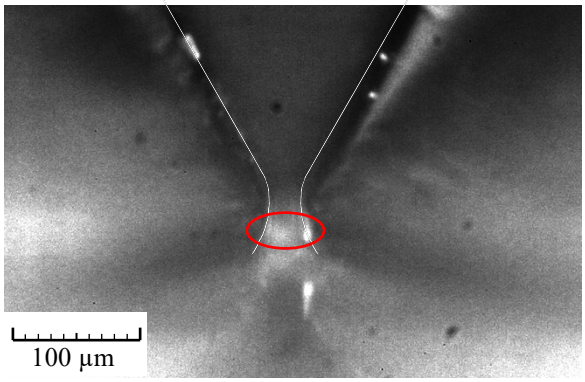
(b) Gap length d = 25 μm

図５　気中マイクロギャップでの放電像

Fig. 5 Discharge image for micrometer gap in air.



(a) Gap length d = 15 μm



(b) Gap length d = 25 μm

図６　沿面マイクロギャップでの放電像

Fig. 6 Discharge image for micrometer gap along surface.

ぼすと考えられる。

金属によって電極作製時の加工性が異なり、実際のマイクロギャップ放電においては、金属表面の粗度も考慮する必要がある。ギャップ長が d = 15 μm 以下において、タングステン電極はほとんど一定であった。ギャップ長が短いマイクロギャップ領域の絶縁破壊は、電子なだれによる Townsend 型絶縁破壊機構ではなく、真空中の絶縁破壊と同様、電界電子放出電流に基づく局部的な電極金属の溶融・蒸発の過程が重要と考えられる。タングステンの融点は約 3380℃と他の２種類の金属に比べて高く、電極金属の加熱蒸発は起こりにくい。一方、機械的な加工が難しく今回用いた電極においては表面が荒く、他の金属電極に比べて表面に微小突起が多く存在し、その部分が高電界となり電子放出を促進、電流密度が高くなり過熱蒸発が起こる。これらの効果によって、ギャップ長が d = 15 μm 以下において破壊電圧に差が表れなかったことも考えられる。

次に、印加電圧立ち上がり時間の影響について検討する。マイクロギャップでは、ギャップの電界は極めて高い電界となっており、先に述べた陰極から電界電子放出により初期電子が供給される。そのため、初期電子供給の統計的遅れが小さくなり放電遅れ時間としても小さくなる。その結果、ギャップ長が d = 5 μm という極短ギャップでは立ち上がり時間において大きな差異はでなかったと考えられる。しかし、ギャップ長が大きくなるにつれて電界が弱まり、統計的遅れが徐々に大きくなり放電遅れ時間も大きくなる。その結果として、立ち上がり時間の違いにより破壊電圧に差が生じたものと考えられる。

４．２．マイクロギャップ中の放電メカニズムの検討

次に、気中および沿面マイクロギャップにおける破壊電圧のギャップ長依存性および放電形態の観測結果から、主として負極性のマイクロギャップにおける放電のメカニズムについて検討を行う。

気中ギャップおよび沿面ギャップの静電界解析を有限要素法（JMAG9.0、J-Sol）により行った。コンター図により各ギャップ長において定電圧印加条件電界の強い領域を示した。なお、気中ギャップ・沿面ギャップともにほぼ一定電圧印加条件とした（気中と沿面で電圧条件は異なる）。また、沿面ギャップについては、実際の破壊電圧測定、放電形態の観測においては背後電極を設置していないが、本解析においては、背後電極を設置したモデルにて電界解析を行ったが、ギャップ長に対してガラスの厚みが 1 mm と差が大きい条件となっている。図 7 に電界解析によるコンター図を示した。暖色（赤）の領域が高電界領域を表している。

まず、気中ギャップにおいては、ギャップ長に係わらず、両電極先端近傍が高電界領域となって

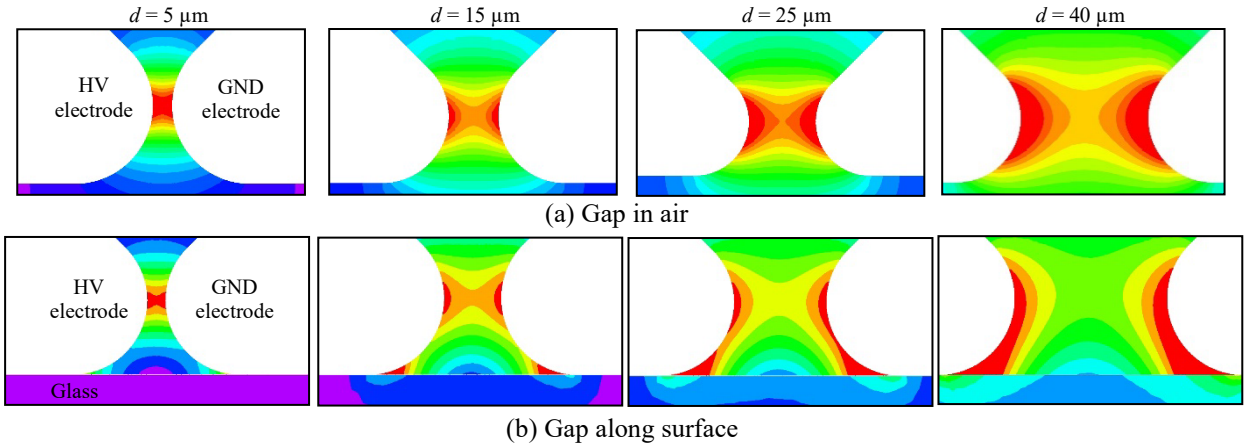


図 7　気中ギャップおよびガラス沿面マイクロギャップの静電界解析

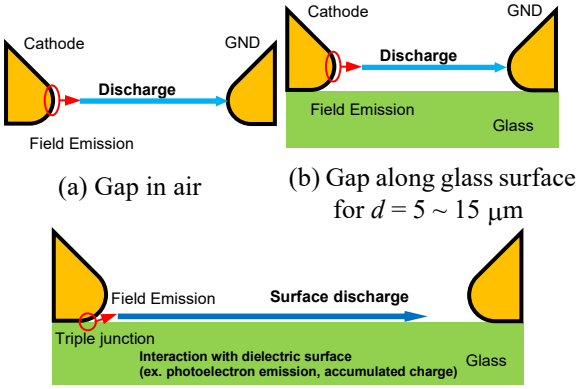
Fig. 7 Static electric field analysis for air gap and gap along glass.

いることがわかる。これまでの検討より、電極先端の電界は、数 10～100 MV/m 程度見積もられている [10), 11)]。このことから、気中ギャップでは、負極性においては、ギャップ長に関係なく、陰極先端から電界電子放出により放出された電子が衝突電離を引き起こし放電が進展し、電極先端間で絶縁破壊が生じる。ギャップ長が大きくなるにしたがい、電極先端電界が弱まるため、電極間での破壊電圧は高くなる。これは図 5(b)に示した気中ギャップの放電像とも整合している。

次に、沿面ギャップにおける破壊メカニズムについて検討を行う。ギャップ長 $d = 5$ μm の場合、図 7(a)に示したように背後電極を有する場合であっても、陰極側の三重点の電界よりも陰極先端の電界が強い。そのため、気中ギャップの場合と同様に、陰極先端から電界電子放出による電子が起点となる放電の発生、進展により、電極先端間で絶縁破壊が生じる。このため、ギャップ長 $d = 5$ μm における気中ギャップと沿面ギャップの破壊電圧は同じ値となっていることも理解できる。

ギャップ長 $d = 15$ μm の場合では、電極先端部に加えて三重点近傍も高電界となってくるが、実際には背後電極が無いため三重点近傍の電界は陰極先端部に比べて低いものと推測されること、陰極三重点から陽極までの距離がギャップ長に比べて長いことから、ギャップ長 $d = 5$ μm の場合同様、直接電極先端間での破壊となる。ギャップ長が長くなるために破壊電圧が高くなるものの、気中ギャップと沿面ギャップの負極性破壊電圧には差がみられないことからも、この考え方が支持される。

さらにギャップ長 $d = 25$ μm の場合では、ギャップ長の増大により電極先端部電界に対して、陰極三重点近傍の電界が高くなる。そのため、陰極からの電界電子放出は陰極先端部よりもむしろ三重点で活発となる。この三重点から放出される電子が初期電子となり、背後電極が無いことから、電子はガラス表面に沿って陽極方向に加速されて、ガラス沿面で衝突電離を繰り返し、沿面放電が進展することになる。このとき、一部の電子はガラス表面に蓄積することも考えられるが、三重点からの電子供給に加えて、放電進展時の放電発光によるガラス表面からの光電子放出も可能であり [14), 15)]、進展する放電の先端部には、豊富な電子供給が行われるものと推測される。このため、ガラス表面での沿面放電の進展は促進され、その結果として、図 3 に示したように、同じギャップ長の気中ギャップに比べて沿面ギャップでの破壊電圧は低くなる。この影響はギャップ長が増大するほど顕著に表れるものと考えられる。



(a) Gap in air

(b) Gap along glass surface for $d = 5 \sim 15$ μm

(c) Gap along glass surface for $d \geq 25$ μm

図 8　マイクロギャップの放電メカニズム

Fig. 8 Discharge mechanism for micrometer gap.

以上の負極性における気中およびガラス沿面のマイクロギャップにおける放電メカニズムを図 8 にまとめた。一方、正極性のマイクロギャップにおける放電・破壊メカニズムについては、陽極近傍のガラス表面からの電子放出、接地極の三重点近傍からの電子放出の可能性などの詳細な検討が必要であり今後の課題である。

５．まとめ

本研究はマイクロギャップにおける放電現象の解明を主な目的とし、一対の曲率半径 20 μm の円錐台形状の電極によるギャップ長 5～50 μm の気中および沿面マイクロギャップにおける破壊電圧のギャップ長依存性を調べた。また、それにおける電極金属や印加電圧立ち上がり時間の影響についても検討した。また、マイクロギャップ中の放電形態の観測結果と合わせてマイクロギャップにおける放電メカニズムについても検討を行った。得られた結果を以下にまとめる。

(1) 気中ギャップ、沿面ギャップともに、破壊電

圧のギャップ長依存性において、ギャップ長の増大とともに破壊電圧は概ね上昇した。また、ギャップ長 5～15 μm においては、気中ギャップ、沿面ギャップにおける破壊電圧に明確な差は認められなかった。一方、ギャップ長 25 μm 以上においては、気中ギャップの破壊電圧に比べて、沿面ギャップの破壊電圧は低くなった。

(2) 破壊電圧のギャップ長依存性における電極金属の影響を調べた結果、ギャップ長 5 μm では電極金属の種類による差は認められなかった。一方、気中・沿面ギャップのずれにおいてもギャップ長増大とともに破壊電圧に差異が表れ、銅電極の破壊電圧が最も高く、次いで真鍮電極、タングステン電極の順となった。これは用いた金属の仕事関数の順と一致しており、電極金属からの電子放出のし易さとの関係が示唆された。

(3) ギャップ長 5 μm では立ち上がり時間 25 ns と 80 ns における破壊電圧の差はなかったが、ギャップ長の増大とともに、破壊電圧のギャップ長依存性における電極金属の影響を調べた結果、ギャップ長 5 μm では電極金属の種類による差は認められなかった。一方、しかし、ギャップ長を大きくしていくにしたがって、破壊電圧は、立ち上がり時間 80 ns の場合に比べて、立ち上がり時間 25 ns の場合の方が高くなる結果が得られた。これはギャップ長の増大とともに、初期電子の供給の遅れ、即ち統計遅れの影響が大きくなることが示唆された。

(4) マイクロギャップにおける負極性の放電形態の観測を行った。その結果、気中ギャップでは電極先端間での放電、絶縁破壊となった。沿面ギャップにおいては、ギャップ長 15 μm では気中ギャップの場合同様、電極先端間での絶縁破壊が観測された。一方、ギャップ長 25 μm の場合、誘電体ガラス沿面に拡がる放電発光が観測され、沿面放電が生じていることが分かった。すなわち、負極性においては、ギャップ長の増大により、放電形態が電極間を直接橋絡する放電から沿面放電に移行する。これは、電界解析の結果から、沿面ギャップのギャップ長が増大するとともに、陰極先端よりも、高電界である陰極三重点の影響が増し、三重点からの電子放出が沿面放電の発生・進展に重要な役割を担っていることが示された。

謝辞

本研究の一部は、JSPS 科学研究費補助金　基盤研究(C) JP20K04447 の援助のもとに行われた。また、マイクロギャップにおける放電の撮影に関して、(株)ナックイメージテクノロジー　桑原哲爾氏の助言、協力を得た。ここに謝意を表す。

参考文献

1) 池上尚克：沖テクニカルレビュー、70 (2003) 108-111.
2) G. E. Moore: Proc. IEEE, 86 (1998) 82-85.
3) 難波田恵、吉田孝博：静電気学会誌、40 (2016) 295-301.
4) F. W. strong, J. L. Skinner and N. C. Tien: J. Micromech. Microeng., 18 (2008) 075025.
5) D. B. Go and D. A. Pohlman: J. Appl. Phys, 107 (2010) 103303.
6) 山野芳昭：静電気学会誌、36 (2012) 146-151.
7) 山野芳昭、今井孝輝：静電気学会誌、34 (2010) 87-92.
8) H. Iwabuchi, T. Oyama, A. Kumada and K. Hidaka: IEEE Trans. DEI, 26 (2019) 1377-1384.
9) 岩渕大行、大山力、熊田亜紀子、日髙邦彦：電気学会論文誌 A、140 (2020) 342-348.
10) H. Ueno, N. Tani, S. Maeda, Y. Inagaki and S. Okada: Proc. of the 21st International Conference on Gas Discharges and their Applications, 1 (2016) 313-316.
11) H. Ueno, N. Tani, A. Nishio and S. Okada: Proc. of the 22nd International Conference on Gas Discharges and their Applications, 1 (2016) 259-262.
12) 谷直樹、岡田翔、上野秀樹：電気学会論文誌 C、138 (2018) 1290-1297.
13) H. B. Michaelson: J. Appl. Phys., 48 (1977) 4729-4732.

14) 須藤一：「電極および電極関連材料」、アイピーシー、(1989) 107-111.
15) 北林宏佳、藤井治久：電気学会論文誌 A, 125 (2005) 179-184.
16) 湯本雅恵、堺孝夫：電気学会論文誌 A、109 (1989) 1-8.

（2022 年 8 月 23 日　受理）

著者略歴

上野　秀樹

1985 年 3 月信州大学大学院工学研究科修士課程、1988 年 3 月大阪大学大学院工学研究科博士後期課程修了。1988 年 4 月住友電気工業(株)入社。1997 年 10 月姫路工業大学工学部助教授、兵庫県立大学大学院助教授（准教授）を経て、2009 年 10 月同大学大学院教授。2004～2005 年ドイツ・アーヘン工科大学高電圧技術研究所研究員。主として、環境調和形絶縁、部分放電検出と劣化診断、沿面放電に関する研究に従事。工学博士。

岡田　翔

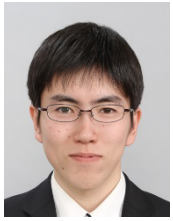
2010 年熊本大学大学院自然科学研究科博士前期課程修了。2012 年同博士後期課程修了、博士（工学）取得。同年兵庫県立大学大学院電気系工学専攻助教、2015 年電気物性工学専攻助教、現在に至る。主として、高電圧パルスパワー、部分放電、液中プラズマ、放電応用に関する研究に従事。

比田　悠斗

2022 年 3 月兵庫県立大学工学部電気電子情報工学科卒業。2022 年 4 月兵庫県立大学大学院工学研究科博士前期課程電気物性工学専攻入学。マイクロギャップ中の放電に関する研究に従事。

三ツ橋　昂起

2022 年 3 月兵庫県立大学工学部電気電子情報工学科卒業。2022 年 4 月兵庫県立大学大学院工学研究科博士前期課程電気物性工学専攻入学。マイクロギャップ中の放電に関する研究に従事。



谷　直樹

1993 年 9 月 29 日生。2016 年 3 月兵庫県立大学工学部電子情報電気工学科卒業。同年 4 月兵庫県立大学大学院工学研究科博士前期課程電気物性工学専攻入学、2018 年 3 月同修了。この間、マイクロギャップ中の放電に関する研究に従事。同年 4 月三菱電機(株)入社、現在に至る。