オゾナイザ放電における表面電荷半径の一推定法

正 員 吉 田 公 策 (北見工大)

An Evaluation Method of Surface Charge Radius in Ozonizer Discharges
Kosaku Yoshida, Member (Kitami Institute of Technology)

キーワード：無声放電，表面電荷，逆電圧，オゾナイザ

オゾナイザ放電においては微細なパルス放電が多数観測される。これらパルス放電の消滅は，自らの放電進展に伴ってガラスなどの誘電体表面にたい積する表面電荷によってもたらされる。従って，個々の放電に対する表面電荷の量およびその表面での広がりはその放電の強さを決定する重要なパラメータである。換言すれば，オゾン発生特性を左右することになる。

しかし，表面電荷の広がりについては写真乾板などで放電こん跡が観測されているだけで⁽¹⁾，具体的大きさについてはあまり言及されていない。そこで，本報告ではこの表面電荷の広がりを実測された電荷量を基に理論的に推定する方法について提案する。

いま，図1のような金属対誘電体電極構成において負の表面電荷が陽極誘電体表面にたい積している場合を考える。ここでは，簡単のため電荷は一様な密度で円板状に分布しているものと仮定した。このとき，誘電体表面から距離 z 離れた中心軸上の電界は，両金属電極界面における境界条件を無視すれば，

$$E_z = \frac{\sigma}{\epsilon_0(\epsilon_r + 1)} \left\{ 1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + r_s^2}} \right\} \quad \dots\dots\dots (1)$$

と表される。ここで， r_s は表面電荷半径， ϵ_0 は真空中の誘電率， ϵ_r は誘電体の比誘電率， σ は電荷密度で Q_r を全電荷量とすると $\sigma = Q_r / \pi r_s^2$ である。上式は， $r_s \ll d$ ， t_0 が満足されているときには極めて良好な近似となる。ここで， d はギャップ長， t_0 は誘電体厚である。

上式をギャップ間で積分すると，表面電荷による中心軸上の逆電圧が求まる。本推定法は，ギャップ間の印加電圧がこの逆電圧によって低下し，放電進展が維持できなくなる電圧に達したとき，電荷のたい積が終了するとの考えに基づいている。すなわち，印加電圧を V_a ，放電進展終了時の電圧を V_b とすると，これらの差が逆電圧に等しいとして得られた次式から表面

図1 金属対誘電体電極ギャップにおける表面電荷配置と電界
Fig. 1. Arrangement of surface charge and its field in a metal-dielectric gap.

図2 表面電荷半径の推定値
Fig. 2. Evaluated values of surface charge radius.

電荷半径 r_s を推定するものである。

$$V_a - V_b = \frac{\sigma}{\epsilon_0(\epsilon_r + 1)} \{ d + r_s - \sqrt{d^2 + r_s^2} \} \quad \dots\dots\dots (2)$$

図2は表面電荷量 Q_r として Mechttersheimer らの酸素中の測定データを⁽²⁾， V_b として $a = \eta$ (α ：電離係数， η ：付着係数) なる電圧値を選んだときに上式から推定された r_s である。図では， d の大きさとほぼ同程度の r_s の範囲まで推定されており，(1)式による近似がこの場合問題になろう。しかし，このときの

—: 実験, ○, △: シミュレーション

図3 表面電荷量の比較

Fig. 3. Comparison of surface charges between experiment and simulation.

誤差は最大で10%程度(過小評価)であり、前述の放電消滅に関する取扱いを勘案すれば、本推定法の許容誤差範囲に収まっているものと考えられる。なお、より適切な推定を行うためには厳密な電界計算が必要となるが、(1)、(2)式の使用は極めて容易に r_s が算出できるという点で大きなメリットがある。

図には二種類の印加電界を仮定したときの r_s が示されている。放電柱半径が通常100 μm 程度⁽³⁾であることを考えると、これら推定値はいずれも放電柱半径に比べてかなり大きな値となっている点が注目される。例えば、誘電体として硬質ガラス($\epsilon_r=4\sim 5$ ⁽⁴⁾)を用いた場合には r_s は放電柱半径の6~7倍にも達している。また、図から誘電率が小さくなるにつれ r_s が増大する結果が見られる。これは、(1)式からも推測されるように、誘電率が小さくなるほど表面電荷電界の影響が大きく現れ、誘電体表面にたい積しようとする電荷をより外方向にドリフトさせるためと理解できる。

図3は、今回の推定法の妥当性を準二次元モデルによる放電シミュレーション⁽⁵⁾によって検討した結果である。図中の実線は、 r_s の推定に使用したMechtchersheimerらの表面電荷量の実測値⁽²⁾、○, △印は図2の r_s を仮定して得られたシミュレーション結果である。計算値は総じて実測値よりやや低めであ

るが、ほぼ近い値が再現されており、今回の r_s 推定法の有効性が示唆されている。△印は印加電界を変えた場合の一例である。実測値の再現性は○印とほぼ同様であり、印加電界変化の影響が今回の推定法において適切に考慮されていることがわかる。なお、上記シミュレーションにおけるギャップ条件などは図2と同じであり、放電柱半径はすべて100 μm とした。

以上、表面電荷の広がりや推定する一方法とその検討結果について述べた。観測される放電こん跡は沿面放電の影響で必ずしも今回仮定したような円形ではないが⁽¹⁾、本推定法はその等価的な広がりを与えるものとして意味をもつであろう。また、準二次元モデルによる定量的なオゾナイザ放電のシミュレーションを実行するうえにおいても本推定法は有用なものといえる。

(平成2年12月14日受付)

文 献

- (1) 例えば、U. Kogelschatz, B. Eliasson & M. Hirth: "Ozone Generation from oxygen and air: Discharge physics and reaction mechanisms", *Ozon Science & Engineering*, **10**, 367 (1988)
- (2) G. Mechtchersheimer, B. Eliasson & U. Kogelschatz: "Investigation of the properties of microdischarges in dielectric-barrier discharges", *Proc. IX Int. Conf. Gas Discharges and their Applications*, Venice, 173 (1988)
- (3) B. Eliasson, M. Hirth & U. Kogelschatz: "Ozone synthesis from oxygen in dielectric barrier discharges", *J. Phys. D*, **20**, 1421 (1987)
- (4) 飯田・大野・神前・熊谷・沢田: 新版物理定数表, p. 275 (昭54) 朝倉書店
- (5) 吉田・田頭: 「オゾナイザ放電のシミュレーション (XVII) 一表面電荷半径とその影響」, 平2電気関係学会北海道支部連大, No. 173

吉田 公策 (正員)

昭和22年12月21日生。51年3月北海道大学大学院博士課程単位取得退学。同年4月北見工業大学講師, 53年6月同助教授, 現在に至る。工学博士。主として、気中放電現象に関する研究に従事。日本物理学会会員。