UDC 621.3.015.532:621.3.011.21

論文

54-A 20

コロナ放電空間の等価インピーダンス

正員 木 脇 久 智 (農工大)

正員 岡 田 守 弘 (農工大)

非会員 柳 原 康 慈 (農工大)

1. ま え が き

従来、大気中コロナの機構や電流波形については、放電電流特性や光学的観察による詳細な研究があるが、空間のインピーダンス測定に基づいて解析した報告はほとんどない。この理由は、全体が高電圧系であるために測定に制約を受けることと、本来パルス性であるコロナ雑音によって測定精度が低下することなどによるものと考えられる。著者らは、今回、電気集じん装置の放電空間の性質を解明することを目的として、同心円筒形コロナ放電空間のインピーダンス測定を行った。衆知のように、電気集じん装置に関しては、従来ポアソン方程式の解という形で放電空間の解析が行なわれ、空間電界や電荷密度分布に関する知見を与えている。しかし、これらの正当性を実証する適切な方法はまだ提案されておらず、また電源の電圧脈動など、電圧の時間的変化に対応する放電空間状態の応答についても明らかにされていない。インピーダンス測定法は、これらの問題を解明する一つの手段として有意義であると考えられる。測定にあたっては、コロナ雑音の影響を軽減するために90°相差法という独自の方法を用い、800 Hz~100 kHzの周波数範囲にわたってインピーダンスを測定し、インピーダンス軌跡を求め、更に空間の各部分に対応する電氣的等価回路を決定した。一般に等価回路の定数を各空間位置に結びつけて論ずることは困難であるが、本実験では同心円筒形という特殊の配置からこれを実現することができた。この結果、コロナ放電空間の状態に関して二、三の知見が得られたので以下に報告する。

Equivalent Impedance of Corona Discharging Space. By Hisatomo Kiwaki, Member, Morihiro Okada, Member & Kouji Yanagihara, Non-member (Tokyo University of Agriculture & Technology).

木脇久智：正員，東京農工大学工学部電子工学科教授
岡田守弘：正員，東京農工大学工学部電子工学科助手
柳原康慈：非会員，東京農工大学大学院工学研究科

なお、実際の集じん装置では煙じんの空間電荷効果を考慮したポアソン方程式の解が与えられている。従って、これに対応する等価回路もまた研究の対象となるべきであるが、本論文では、一応第一段階として清浄なガスに対する解析に限ることにした。

2. 測 定

〈2・1〉 測定装置および測定方法の概略 第1図は測定系の配置を示す。放電極としては径 0.1, 0.2, 0.3 および 0.4 mm のステンレス鋼線を用い、外部円筒電極としては内径 35 mm, 長さ 600 mm のステンレス鋼製内筒を使用した。放電極には正または負の平滑な直流高電圧を印加し、100~500 μ A の各放電電流においてインピーダンスの測定と行なった。

第2図は、この電極系の電圧-放電電流特性を示す。円筒と接地間には L, C, R よりなる並列共振回路が設けられ、放電極には静電容量を介して発振器の出力端子が結合される。コロナ放電空間の状態を乱さないためには重畳される交流電圧は低いほど良いが、コロナ雑音との関係もあるので極端に低くすることはできない。本実験では印加電圧を 40 V に抑えたが、線形の条件は十分に満たされている。タンク回路の端子電圧と発振器出力電圧とでリサージュの図形を描かせ、 L, C を調整して 90° 相差となる状態を求めれば、

第1図 測定回路

Fig. 1. Circuit diagram for impedance measurement.

第2図 電圧-電流特性

Fig. 2. Current-Voltage characteristics of corona discharge.

そのときの L, C, R の値とタンク回路に加わる電圧より放電空間のインピーダンスが計算される。本測定において上記の結合容量の値は $0.004 \mu\text{F}$ であり、そのインピーダンスは電気集じん装置に比較して十分低く、また直流電源には $5\text{M}\Omega$ の直列抵抗が内蔵されている。これらの状況より、使用周波数の範囲において結合容量の存在は大なる誤差の原因にはなり得ないものと考えられる。

以上のようにして各周波数におけるインピーダンスが計算されると、その結果からインピーダンス軌跡および等価回路が求められる。

〈2・2〉インピーダンスの測定 当初はブリッジ法による測定を試みたが、コロナ雑音のためほとんどデータを得ることができず、 90° 相差法を採用することにした。これは、第1図のように放電空間に直列な L, C, R のタンク回路を接続し、タンク回路の電圧と発振器電源電圧との相差が 90° となるように回路定数を調整して測定を行なう方法である。第3図は 90° 相差の状態を確認するために用いたリサージュの図形の実例を示す。(a)~(c)図は正コロナの場合、(d)~(f)図は負コロナの場合である。(a), (d)図はコロナ開始以前において 90° 相差となるようタンク回路の定数を調整した状態、(b), (e)図は電圧を上げてコロナが出るときの相差がずれてくることを示す。ここでタンク回路の並列容量を変えて再び 90° 相差を実現すると(c), (f)図の状態が得られる。写真から明らかなように、特に負コロナの場合、タンク回路に加わるコロナ雑音は円を不規則に横断する横線となり、円の輪郭は乱されるが、 90° 相差の状態を確認することは、実験の範囲ではそれほど困難ではなかった。すなわち、コロナ雑音が存在しても実用上 $\pm 5^\circ$ のずれがあれば容易に判別することができる。

すなわち、ブリッジ法ではコロナ放電空間がその一辺に入るために、発生するコロナ雑音電流が平衡検出

第3図 リサージュ図形

Fig. 3. Lissajous' figure.

部に流入して平衡点の判別を困難にするのに対し、本測定では、雑音はリサージュの図形の輪郭を乱すのみで、位相差すなわち円の傾斜度を判別するという操作に対してはそれほど支障をきたさない。この意味で 90° 相差法は雑音の影響を軽減していると言える。

いま円筒は十分長く、その縁効効果は無視できるものとし、軸方向全長にわたっての放電空間の等価並列抵抗を R_p 、等価並列リアクタンスを X_p 、タンク回路の並列抵抗、等価容量および並列インダクタンスをそれぞれ R, C, L とすれば、タンク回路に加わる電圧 v は発振器電圧を V として

$$v = \frac{1/(1/R + 1/j\omega L + j\omega C)}{jR_p X_p + \frac{1}{R_p + jX_p} (1/R + 1/j\omega L + j\omega C)} V$$

$$= \frac{R_p + j}{R_p X_p / \omega L - R_p X_p \omega C + R_p} *$$

$$* \frac{X_p}{j(R_p X_p / R + X_p)} V$$

v が V に対して 90° 相差を有する条件を求めると、

$$R_p^2 \{1 + X_p (1/\omega L - \omega C) + X_p^2 (R + R_p)/R = 0 \dots \dots \dots (1)$$

また、このときの電圧比 $|v|/|V|$ が n となるとすれば

$$R_p R / X_p (R_p + R) = n \dots \dots \dots (2)$$

(1), (2)式を連立させて解けば、それぞれの周波数における R_p, X_p の値が求められる。すなわち、

$$R_p = \frac{R(n+1/n)}{R(\omega C - 1/\omega L) - n}$$

$$X_p = \frac{R(1+1/n^2)}{R(\omega C - 1/\omega L) + 1/n}$$

また放電空間を等価直列抵抗 R_s と直列のリアクタンス X_s で表わすとすれば

$$v = \frac{1/(1/R + 1/j\omega L + j\omega C)}{R_s + jX_s + \frac{1}{1/R + 1/j\omega L + j\omega C}} V$$

$$= \frac{1}{(R_s + jX_s) \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega L} + j\omega C \right) + 1} V$$

前記と同様にして

$$R_s/R + X_s/\omega L - X_s\omega C + 1 = 0 \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{1}{\omega C R_s + X_s/R - R_s/\omega L} = n \dots\dots\dots (4)$$

これを解いて

$$R_s = \frac{R/\{n(\omega C - 1/\omega L)\} - 1}{1/R + \{(\omega C - 1/\omega L)^2 R\}}$$

$$X_s = \frac{1/n + R(\omega C - 1/\omega L)}{1/R + (\omega C - 1/\omega L)^2 R}$$

また、等価直列容量は次式となる。

$$C_s = \frac{1}{\omega X_s} = \frac{1}{\omega} \frac{1/R + (\omega C - 1/\omega L)^2 R}{1/n + R(\omega C - 1/\omega L)}$$

以上の結果から軸方向単位長あたりの値を求めるには、円筒の長さを l として抵抗については得られた場合を l 倍、容量については $1/l$ 倍すればよい。

以上の測定において各周波数における L, C, R の実効的な値を知っておく必要があるが、これは実験に用いた円筒電極配置をそのまま利用して求めることができる。すなわち、前記の R_p と jX_p の等価並列のモデルにおいて、静電的な電極構成では $R_p = \infty, X_p = X_{p0}$ であるから、(1), (2) 式の代わりに

$$X_{p0}/\omega L - X_{p0}\omega \cdot C + 1 = 0 \dots\dots\dots (5)$$

$$R/X_{p0} = n_1 \dots\dots\dots (6)$$

が成立する。ただし、 X_{p0} は放電極と外部円筒電極間の容量 C_{p0} に相当するリアクタンス $1/\omega \cdot C_{p0}$ であるから、あらかじめ C_{p0} を測定しておけば既知量として扱うことができる。ところで、この2式からだけでは、まだ L, C の値を分離して決定することができないので、近接した周波数 ω' を選んで同様の測定を行なう。このとき 90° の相差を維持するために C を $C + \Delta C$ なる値に変更する必要がある。

$$X_{p0}'/\omega' L - X_{p0}'\omega' (C + \Delta C) + 1 = 0 \quad (7)$$

' は新しい角周波数 ω' に対応する値

となるので、上の3式から L, C, R の値が求まる。

3. 等価回路の決定

以上のようにして求めた R_p, X_p, R_s, X_s, C_s など是一般に周波数の関数であるが、ここで空間の各位置に対する等価回路を設定して、その総合インピーダンスから導かれる値が、これらの実測値と各周波数において適合するようにすればよい。このような基本的考えと物理的考察を合わせ用いて等価回路の設定を試みた。物理的考察は、本来独自の立場において行なうべきものであるが、ここでは従来のポアソン方程式の解の正当性を検証するのが目的であるから、その結果を引用して等価回路の構成を行ない、これが実測値と適合するかどうか検討するという方針を立てた。

まず、コロナ放電空間を数多くの同心円筒に細分して、各区間の微小電圧変化に対する円筒単位長あたりのコンダクタンスを考えてみる。直流あるいはこれに類する十分低い周波数に対しては、この値は

$$G_d = dI/dE$$

$$= \frac{4\pi\epsilon_0 K}{1 - r_0^2/r^2} \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} + \frac{r_0^2}{r^2} \left(E_0^2 - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} \right)}$$

..... (8)

となる(付録参照)。ただし、 r は半径距離、 dr は円筒間の距離、 I は放電極単位長あたりの電流、 E はいま考えている区間の電界である。ところで上式は直流電圧-電流特性に対応するものであって、電圧の変化に追従する放電状態の変化も織り込まれている。しかし、測定に用いる周波数が高くなるにつれて次第に追従しなくなることが明らかで、放電空間はこの時間的要素をぬいた固有のコンダクタンスを呈するようになるものと考えられる。直流に対するコンダクタンスはこの固有のコンダクタンスと時間遅れ要素に対応するコンダクタンスの和であり、周波数が高くなるにつれて時間遅れの部分が目立たなくなるであろう。またここに固有のコンダクタンスと述べたことは厳密な意味では正しくなくて、本来周波数と共に変化するべきであるが、大気中放電のようにイオンとガス分子の衝突ひん度が極めて高い状態では、本測定のような低い周波数に対しては、全く一定な固有の値と見て差支えないと思われる。著者らは、この固有のコンダクタンスが空間電荷密度とイオンモビリティの積に比例すると考え、

$$G = 2\pi r K \rho$$

$$= \frac{I}{\sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} + \frac{r_0^2}{r^2} \left(E_0^2 - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} \right)}} \dots\dots\dots (9)$$

とした (ρ の導出については付録参照)。

第 4 図 放電空間の等価回路

Fig. 4. Equivalent circuit network for corona discharging space.

すなわち、半径距離 r において単位長のギャップを有する二つの同心円筒を考え、この円筒間の軸方向単位長あたりのコンダクタンスを計算するに、円筒間に存在するイオン電荷量は $2\pi r\rho$ 、モビリティは K であるから、電界強度 E に対して $2\pi rKE\rho$ なる電流を生ずる。すなわち、コンダクタンスは $2\pi rK\rho$ である。以上のような理由から、導電路 G と時間遅れ要素 l を直列にもつ G — l なる回路が並列に接続された回路を仮定すれば、一般の周波数に対して適用できる等価回路が得られるのではないかと予想される。なお実際には、いま考えた二つの近接した円筒間の静電容量を更に並列に付加して考えなければならない。

このようなわけで、コロナ放電空間を多数の同心円筒に分割して考えると、全体の等価回路は第 4 図のような回路要素が放電極を中心として集じん極までの間に多数直列に接続されたものとなり、分割数を無限に多くした極限では電極間のインピーダンス Z は

$$Z = \int_{r_0}^R dr \left\{ \frac{I}{\sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} + \frac{r_0^2}{r^2} \left(E_0^2 - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} \right)}} + \frac{1}{(r^2 - r_0^2) \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} + \frac{r_0^2}{r^2} \left(E_0^2 - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} \right)}} \right. \\ \left. * \frac{(r^2 - r_0^2) I + 4\pi\epsilon_0 K r_0^2}{(r^2 - r_0^2) I + 4\pi\epsilon_0 K r_0^2} + j\omega l \right\} \\ * \frac{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K}}{E_0^2} + j\omega l \quad \dots\dots\dots (10)$$

なる積分形式で与えられる。ただし、 r_0 は放電極半径、 R は円筒半径である。この式において、インダクタンス l 以外はすべて既知であるから、結局、インピーダンスの計算結果が実測値と大体一致するように l を決定する問題となる。このようなインダクタン

スで時間遅れ要素を表わす方法は、グロー放電の等価回路⁽¹⁾⁽²⁾にも適応されている。

4. 測定結果

〈4.1〉 正コロナの場合 第 5 図、第 6 図および第 7 図、第 8 図は正コロナの場合について放電電流をパラメータとし、第 9 図、第 10 図は放電極径をパラメータとして、等価並列容量と等価並列抵抗を測定した結果を示す。第 5 図および第 7 図の等価並列容量 C_p はコロナ開始以前における理論的な静電容量にコロナ開始によって生ずる容量の増加分 ΔC_p を加えて表示してある。しかし、第 9 図は図面の広がるのを避けるため ΔC_p をもって表示した（後述の第 14 図、第 19 図も同様の理由で ΔC_p を用いて表示してある）。

まず等価並列容量については、共通の傾向として中間の周波数で極大値が現われている。全体として周波数の低い領域では、電流値の小さい方が容量が大きく、周波数が高くなるに従い逆の傾向となる。同一の放電極径では、この極大値は実験の範囲で放電電流が小さ

第 5 図 線径 0.2mm の正コロナ等価並列容量

Fig. 5. Equivalent parallel capacitance of corona discharging space (positive corona; discharging electrode diameter 0.2mm).

第 6 図 線径 0.2mm の正コロナ等価並列抵抗

Fig. 6. Equivalent parallel resistance of corona discharging space (positive corona; discharging electrode diameter 0.2mm).

第 7 図 線径 0.4mm の正コロナ等価並列容量

Fig. 7. Equivalent parallel capacitance of corona discharging space (positive corona; discharging electrode 0.4 mm).

第 8 図 線径 0.4mm の正コロナ等価並列抵抗

Fig. 8. Equivalent parallel resistance of corona discharging space (positive corona; discharging current 0.4 mm).

第 9 図 電流値 500 μ A の正コロナ等価並列容量

Fig. 9. Equivalent parallel capacitance of corona discharging space (positive corona; discharging current 500 μ A).

いほど大きくなっており、また、その極大点が電流の増加につれて周波数の高い方へ移動する。また極大値は線径が増すにつれて大きくなり、かつ極大値に相当する周波数も線径と共に幾分増加する傾向がある。

第 10 図 電流値 500 μ A の正コロナ等価並列抵抗

Fig. 10. Equivalent parallel resistance of corona discharging space (positive corona; discharging current 500 μ A).

第 11 図 線径 0.2mm の正コロナのインピーダンス軌跡

Fig. 11. Impedance loci as a function of frequency for various currents.

第 12 図 線径 0.2mm の負コロナ等価並列容量

Fig. 12. Equivalent parallel capacitance of corona discharging space (negative corona; discharging electrode diameter 0.2 mm).

次に、等価並列抵抗は放電極径に無関係に大体 1.5 kHz で極大値が現われている。また放電電流ならびに放電極径が大きくなるにつれ全般に低下し、極大の山も目立たなくなる。なお、第 11 図は以上の実測値

第 13 図 線径 0.2 mm の負コロナ等価並列抵抗

Fig. 13. Equivalent parallel resistance of corona discharging space (negative corona; discharging electrode diameter 0.2 mm).

第 14 図 線径 0.4 mm の負コロナ等価並列容量

Fig. 14. Equivalent parallel capacitance of corona discharging space (negative corona; discharging electrode diameter 0.4 mm).

第 15 図 線径 0.4 mm の負コロナ等価並列抵抗

Fig. 15. Equivalent parallel resistance of corona discharging space (negative corona; discharging electrode diameter 0.4 mm).

から、放電空間のインピーダンス軌跡を求めた結果である。

〈4・2〉 負コロナの場合 第 12 図～第 15 図に等価並列容量と等価並列抵抗の測定結果を示す。容量について中間の周波数で極大値が現われることは正コロナの場合と同様であるが、線径が大きくなるにつれて極大値が大きく、かつその曲線も急しゅんとなる。正極性の場合に比較して同じ電流値でも著しく極大値が

第 16 図 線径 0.2 mm の負コロナのインピーダンス軌跡

Fig. 16. Impedance loci as a function of frequency for various currents.

増加していることに注意すべきであろう。例えば、線径 0.4 mm におけるコロナ開始後の静電容量は、開始前の値の 5 倍に達している。なお線径の増大につれて極大点の周波数が低くなること、同一線径では電流が増加するに従って極大点の周波数が高くなる傾向も明らかに示されている。

次に等価並列抵抗は正極性の場合と同様に、比較的小ない放電電流で極大値が現われ、放電電流が大きくなるとこの極大は目立たなくなる。明らかな特徴として、放電電流が大きくなると極大点の周波数の高い方へずれ、また放電極径が大きくなると抵抗値が低くなることがあげられる。第 16 図は、以上の測定結果から求めたインピーダンス軌跡を示す。

5. 理論計算の結果

第 17 図、第 18 図は、前記の理論に基づき正コロナの場合について電流値をパラメータとし、第 19 図、第 20 図は線径をパラメータとして、等価並列容量と

第 17 図 理論計算から求めた線径 0.2 mm の正コロナ等価並列容量

Fig. 17. Equivalent parallel capacitance by theoretical calculation (positive corona; discharging electrode diameter 0.2 mm).

第 18 図 理論計算から求めた線径 0.2 mm の正コロナ等価並列抵抗

Fig. 18. Equivalent parallel resistance by theoretical calculation (positive corona; discharging electrode diameter 0.2 mm).

第 19 図 理論計算から求めた電流値 500 μA の正コロナ等価並列容量

Fig. 19. Equivalent parallel capacitance by theoretical calculation (positive corona; discharging current 500 μA).

第 20 図 理論計算から求めた電流値 500 μA の正コロナ等価並列抵抗

Fig. 20. Equivalent parallel resistance by theoretical calculation (positive corona; discharging current 500 μA).

等価並列抵抗を求めた結果である。本計算にあたってはインダクタンス l が半径 r の関数として

$$l = (ar^4 + br^3 + cr^2 + dr + e) / 2\pi r$$

に従って変化するものと仮定し、実測と比較して一例として、正極性放電極 0.1 mm φ, 500 μA のときは、 $a = 9 \times 10^{-3}$, $b = 8.1$, $c = 7.3 \times 10^4$, $d = 6.6 \times 10^7$, $e = 5.9 \times 10^{10}$ とした。試錯的に係数 $a \sim e$ を求めた。

第 17 図, 第 18 図を第 5 図, 第 6 図と比較すると相当によく一致しており, このような等価回路の設定がほぼ妥当であることを示している。また, このような計算経過によって時間遅れ要素 l の値を見いだすことができるわけで, コロナ放電状態の時間遅れに關してある程度の知見が得られたことになる。

次に, 負コロナに關してはイオンモビリティを $2.2 \times 10^{-4} (\text{m}^2/\text{V} \cdot \text{s})$ と定め, l を種々変化させてみたが, 実測値に近づけることは不可能であった。特に, 容量の極大に対応する周波数は正コロナに比べ電流値や線径などのパラメータの影響を受けやすく広範囲にわたって変化している。このような状況であるので, 負コロナについては更にイオンモビリティが位置の関数となる場合も含めて計算を試みたが, 現在まで実測値に近似できるような結果は得られていない。

6. む す び

以上述べたように, 正コロナについてはそのマクロな状態を記述できる等価回路を得たが, 負コロナについては十分近似することが不可能であり, 更に複雑な等価回路の構成が要請されることになる。また, このような研究は電気集じん器の空間状態を解明する一つの手段として意味があると考えられるが, 空気にはばい煙も共存しているわけであるから, 解析にあたっては, 更にその要素を加味して考察する必要がある。これらのことは今後の研究課題である。

(昭和 53 年 2 月 7 日受付, 同 53 年 11 月 22 日再受付)

文 献

- (1) Van Geel, C.: *Appl. Sci. Rev.* B5, 79 (1955)
- (2) F.A. Benson: *Proc. IEE*, 113, 1, 62 (1966)
- (3) O. Mayer: *Arch. f. Elektro.* 18, 270 (1927)
- (4) Pauthenier: *J. Phys. Radium.* 7, 12, 590 (1932)

付 録

同心円筒電極の中心から半径 r の電界を E , その点の微小区間の空間電荷密度を ρ , イオンモビリティを K とすると, ポアソンの式と電流の連続性から

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(rE) = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad 2\pi r K E \rho = I$$

が成立つ。この両式から ρ を消去すれば微分方程式

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(rE) = \frac{I}{2\pi\epsilon_0 K r E}$$

が得られ, これを変数分離すると,

$$rE \cdot d(rE) = (I/2\pi\epsilon_0 K) r \cdot dr$$

となる。半径 r の電界は, $r=r_0$ で $E=E_0$ の境界条件から積分すると

$$E = \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} + \frac{r_0^2}{r^2} \left(E_0^2 - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} \right)} \dots (\text{付1})$$

と求まる。実際には放電極周辺には電離域があるから、ポアソンの式は単一極性のイオンが充満している外部円筒から電離部外周までの範囲にわたって適用すべきで⁽³⁾、電離部については別個に扱わなければならない。しかし、現状では電離部のインピーダンスについて十分な知見を得ることができないから、ここでは電離部の存在を無視し、放電極から外部円筒までの空間全域にわたってポアソン式が成立つものと仮定して上式を得た。このとき電界 E_0 の値をどのように取れば妥当かということであるが、コロナ開始電界強度が一つの目安になる。

実際には E_0 はこの値より大であり、また電流と共に増大するものと考えられるが、あまり明確な結論は得られていない。従って、一応 E_0 がコロナ開始電界の値を維持するものと仮定して計算をすすめることにした。なお、本計算では用いなかったが

$$E = \sqrt{(I/2\pi\epsilon_0 K) + (r_0^2/r^2) E_0^2}$$

とする形式も考えられ⁽⁴⁾、あるいはこの方が実情に近いかも知れない。しかし、これも物理的根拠の点では必ずしも明らかでない。この式の得失については更に検討の余地がある。

以上述べたコロナ開始電界強度 E_0 の値としては空気に対する次式の値を用いた。すなわち、正および負コロナに対してそれぞれ

$$E_{0+} = (33.7\delta + 0.813\sqrt{\delta/r_0}) \times 10^5 \text{ (V/m)}$$

$$E_{0-} = (31.0\delta + 0.954\sqrt{\delta/r_0}) \times 10^5 \text{ (V/m)}$$

ただし、 $\delta = 3.92b/(273+t)$ 、 b は大気圧(水銀柱 cm)、 t は温度 (°C) である。

(付1)式の両辺を I について微分すれば

$$\frac{dE}{dI} = \frac{1 - r_0^2/r^2}{4\pi\epsilon_0 K \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} + \frac{r_0^2}{r^2} \left(E_0^2 - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} \right)}}$$

ここで、コロナ放電空間を数多くの同心円筒に細分し、半径距離 r において単位の間隔を有する円筒間の円筒軸方向単位長あたりの直流的コンダクタンス G_d を考えると、これは dI/dE であるので、上式から直ちに次式が求まる。

$$G_d = \frac{dI}{dE} = \frac{4\pi\epsilon_0 K}{1 - \frac{r_0^2}{r^2}} \times \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} + \frac{r_0^2}{r^2} \left(E_0^2 - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} \right)} \dots (\text{付2})$$

これが本文の(8)式である。次に空間電荷密度 ρ は

$$\rho = (1/2\pi r K) (I/E)$$

であるから、(付1)式を代入して

$$\rho = \frac{I}{2\pi r K \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} + \frac{r_0^2}{r^2} \left(E_0^2 - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} \right)}}$$

と求まる。これが本文の(9)式である。

一方、一般に半径位置 r の微小区間に対応すべき等価回路を設定するについては以下の点に留意した。まず第3章で述べたように、周波数が十分低くて直流的な特性を示すときの並列抵抗は、コロナ放電特性に対応するものでなければならない。すなわち、コンダクタンスでいえば(付2)式に一致しなければならない。この関係式には電圧変化に追従できる放電状態の変化が織り込まれているわけであるが、周波数が高くなると放電状態は電圧に追従して変化できなくなり、上記と同じ空間位置に対応するコンダクタンスは $2\pi r k \rho$ と、モビリティ、イオン密度の積に比例するようになる。一方、十分高い周波数では等価並列容量は静電的な容量と一致すると考えてもよいであろう。すなわち、コロナが発生して空間にイオンが存在していても、高周波の電界配分は静電的な電界配分と一致し、またイオンが存在することによる比誘電率の変化は無視できるからである。以上のことを前提とし、更に等価並列容量に極大が現われるためにはインダクタンス l を導入することが妥当であり、これがまた本文に述べたような時間遅れ要素としての役割を果たしている、などの考えから付第1図のような等価回路が決定

付第1図

app. Fig. 1

された。ここで、インダクタンス l と直列のコンダクタンス G_l は、直流コンダクタンス dI/dE から $2\pi r K \rho$ にを差し引いたものに対応しており、

$$G_l = dI/dE - 2\pi r \rho K$$

$$= \frac{4\pi\epsilon_0 K}{(1 - r_0^2/r^2)} \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} + \frac{r_0^2}{r^2} \left(E_0^2 - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} \right)} - \frac{I}{\sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} + \frac{r_0^2}{r^2} \left(E_0^2 - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} \right)}}$$

$$= \frac{(r^2 - r_0^2) I + 4\pi\epsilon_0 K r_0^2 E_0^2}{(r^2 - r_0^2) \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} + \frac{r_0^2}{r^2} \left(E_0^2 - \frac{I}{2\pi\epsilon_0 K} \right)}}$$

によって導いたものである。