無パルス性負コロナの空間電荷電導論的研究

正員 近藤 芳孝 (豊田工業高専)

正員 後田 澄夫 (豊田工業高専)

正員 梶田 省吾 (豊田工業高専)

正員 三好 保憲 (大同工大)

1. ま え が き

空气中に針対平板電極を置き、針電極に負の直流高電圧を加えると、まずトリチェルパルスコロナが現われる。このコロナの出現領域は、平均電流でおおよそ $1 \sim 150 \mu\text{A}$ の範囲である。更に電圧を高めると、無パルス性負コロナが現われる。この出現領域は、 $150 \sim 350 \mu\text{A}$ の範囲である。規則正しい出現ひん度と波形をもったトリチェルパルスコロナは、その生成機構が研究者の興味を引き、多数の研究者によって詳細に調べられた。一方、無パルス性負コロナは、その外観が低気圧グロー放電と同じであることから、グロー放電として片付けられてしまったようで、ほとんど研究報告がない。このコロナに関する最初の報告は Greenwood 氏⁽¹⁾によるもので、コロナの外観が陰極暗部、負グロー、ファラデー暗部、陽光柱となっていることが詳しく述べられている。その後、円城寺氏⁽²⁾や Giau 氏⁽³⁾による報告がある。これらはトリチェルパルスコロナから無パルス性負コロナへの遷移機構を中心に述べており、無パルス性負コロナの詳しい性質には触れていない。そして、これらの研究に共通していることは、その対象が針先の高電界領域のみに限られていること、すなわちギャップ中央部から平板にかけての空

間は全く調べられていないということである。

しかし、無パルス性負コロナを総合的に理解するためには、ギャップ中央部から平板にかけての未電離空間の性質も、針先の電離部分と同様に知る必要がある。この領域の性質を理解することは、単に無パルス性負コロナの研究にとどまらず、無パルス性負コロナから火花への遷移機構を明らかにするうえでも重要である。既に無パルス性負コロナから火花への遷移は、平板近くの空間から始まることが知られているが⁽⁴⁾、これをより定量的に理解するためには、コロナ空間の電位分布の知識が是非必要となる。実用的観点からすれば、現在の電気集じん器はこの無パルス性負コロナ放電を用いている。粉じんを帯電させるギャップ中央から平板にかけての空間の電流分布、電荷分布は、粉じんの帯電機構の解明、あるいは集じん能率を高めるうえで必要であろうし、また運転時の異常火花現象を解明するためには電界分布の知識が必要となる。

このように、針対平板ギャップに無パルス性負コロナが出現している場合のギャップ中央部から平板にかけての空間の性質は、多くの方面からその解明が迫られている。しかし、電流、電荷あるいは電位の空間分布を実験で求めることは困難である。そこで筆者らは、無パルス性負コロナを空間電荷電導論の立場から検討して、その性質を理論的に推測することを試みた。

同軸円筒コロナや同心半球コロナは理論解析が容易なため、古くから空間電荷電導論的な研究が行なわれ、理論と実験の詳細な比較が行なわれている。ところが、針対平板コロナの場合には問題が解析的に解けないので、空間電荷電導論の立場からの検討はほとんどなされていない。

Space-Charge-Limited Current Flow of a Pulseless Corona in a Negative Point to Plane Gap. By Yoshitaka Kondo, Member, Sumio Ushiroda, Member, Shogo Kajita, Member (Toyota Technical College) & Yasunori Miyoshi, Member (Daido Institute of Technology).

近藤芳孝: 正員, 豊田工業高等専門学校

後田澄夫: 正員, 豊田工業高等専門学校

梶田省吾: 正員, 豊田工業高等専門学校

三好保憲: 正員, 大同工業大学

本報告は、これらの観点から、負針対平板ギャップで現われる無パルス性負コロナの性質を空間電荷電導論で検討することを試みた。すなわち、ポアソンの方程式と電流連続の方程式を所定の境界条件を満足するように計算機で解き、数値的に得られた電位分布、電荷分布、発光分布、平板上の電流分布などの計算結果から、無パルス性負コロナのギャップ中央部から平板にかけての空間の性質を明らかにした。

2. 計算方法

針-平板ギャップで現われる無パルス性負コロナのコロナ電流は、ギャップ長 10 数 mm で $150 \sim 350 \mu\text{A}$ である。針先を除いたギャップの大部分の領域で、この電流は電子電流と負イオン電流から成っている。電子電流と負イオン電流の占める割合は不明であるが、同じ割合で流れているとしても、移動度の違いから空間電荷密度は負イオンが圧倒的に大きい。従って、ここでは負イオンについてのみ連続の方程式を解いた。

計算の流れ図を第 1 図に示す。

実験によれば、平板上の電流分布はかなり大きく広がっている。すなわち、空間電荷はギャップ長の 1.5

第 1 図 計算の流れ図

Fig. 1. Flow chart of calculation.

第 2 図 計算領域

Fig. 2. Calculating domain.

倍ほどの横広がりをもっている⁽⁵⁾。当然、計算でも同様なことが予想されるので、計算精度を上げるためには領域を十分に広くとることが必要となる。第 2 図に計算に用いた領域を示す。領域は 3 種類の分割幅で分割され、針先部分が最も狭く、遠ざかるにつれて 2 倍ずつ大きくなっている。領域の端 $a-b-c$ は、負イオンの存在が予想される空間より十分大きくとってある。このようにすれば領域の端 $a-b-c$ の電位の境界値は、針-平板電極間に空間電荷がないとした場合の電位で近似し得る。すなわち、領域の端 $a-b-c$ の電位の近似値は、針-平板電極系を針先と a を通る回転双曲面と無限平面電極で近似して、ラプラスの方程式を解くことによって求められる。この解は既に求められているので、それを用いて境界値を求めた⁽⁶⁾。

領域各点の電位を V 、電荷密度を ρ 、電流密度を i としたとき、電位分布はポアソンの方程式 $\nabla^2 V = -(\rho/\epsilon_0)$ を針電極軸を軸とした円筒座標系で差分方程式になおし、緩和法によって求めた。電荷密度は定常状態における電流連続の方程式の積分形

$$\int_S i \cdot n dS = 0 \dots\dots\dots (1)$$

n : dS の法線ベクトル, S : 閉曲面

を領域内の微小閉曲面に適用して求めることができる。無パルス性負コロナの出現する条件は、かなり気圧、電界が高いから、 i は電界による駆動電流が大部分で、拡散電流は考慮しなくてよい。従って、電流は電気力線に沿って流れていることになる。第 3 図で B 点の電荷密度を求めるために c, f 点に達する流線 $a \rightarrow b \rightarrow c$ および $d \rightarrow e \rightarrow f$ を求める。これが求まればあとは a, d の中点 A における電荷密度を ρ_A 、 A 点の電界の強さを E_A 、 E_A と R 方向とのなす角を θ_A 、 A 点と電極中心軸との距離を R_1 、 ad 間の距離を d_1 、 B 点の対応する量をそれぞれ $\rho_B, E_B, \theta_B, R_2, h$ とし、負イオンの移動速度を E の関数 $W(E)$ で表わすと、 ρ_B は次式より求まる。

第 3 図 電荷密度の計算法

Fig. 3. Calculating method of charge density.

$$\rho_B = \frac{2\pi R_1 d_1 \rho_A W(E_A) \sin \theta_A}{2\pi R_2 h W(E_B) \sin \theta_B}$$

ρ_A は R 方向の電荷配置から内そうで求めるが、内そう方法によって最終結果が少し異なる。ここでは比例内そうと対数内そうを用いた。

負イオンの移動速度の計算には、Galimberti 氏⁽⁷⁾ がまとめた。 O_2 中の O^- の移動度をそのまま用いた。 O_2^- の移動度を用いるべきか、 O^- で良いかはかなり検討を要するところであるが、今回は一応 O^- のものを用いた。また、 O_2 中の O^- の移動度をそのまま空气中に持込んでいるが、これは O_2 と N_2 の質量が近いので、 O_2 中でも空气中でも O^- の移動度が変わりがないという報告があるので用いた⁽⁷⁾。負イオンの移動速度を次式に示す。

$$\begin{aligned} W &= 3.75 \times E \text{ (cm/s)} \\ E/p &< 9.2 \text{ (V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}) \\ &= (1.43 \log_{10}(E/p) + 2.37) \times E \\ 9.2 &\leq E/p < 42 \\ &= 4.7 \times E, 42 < E/p \end{aligned}$$

電荷分布の計算に実験で求めた針電極表面の電流密度を境界値として用いることを試みたが、針先付近の電荷密度が繰返し計算ごとに大きく変動して、遂には発散するという数値計算上の不安定を生じた。そこで針先の空間電荷分布を第4図のように仮定して計算を行なった。この分布は、主に針先部分のコロナ発光の外観を参考にして決めたが、直線 $a-b$ 上の電荷密度分布は実験で求めた平板電極上の電流分布に類似させてある。

無パルス性負コロナは異常グロー放電の一種であるから、数 100 V ほどの陰極降下がある⁽⁸⁾。負グロー、ファラデー暗部、陽光柱部での電圧降下は、これに比べて無視し得る。これらの寸法は、大気圧コロナ

第4図 針電極近傍の電荷分布

Fig. 4. Charge distribution in the neighbourhood of the point electrode.

の場合、計算に用いた針先付近の分割幅 0.2 mm より小さい。従って、第4図の点 P の電位を印加電圧 -500 V とすることによって、陰極部分の電位消費を代表させた。点 P 以外の針電極部の電位は、もちろん印加電圧に等しく置いてある。繰返し計算は、繰返し計算ごとの計算値の変化が第2図の領域 B における電荷密度で 1% 以下、平板電極における全電流値で 0.01% 以下になったとき収束したとした。

計算の不安定さを避けるため、繰返し計算における電荷密度の更新は加速係数を 0.3 とした。

発光分布は田頭氏⁽⁹⁾ によって求められた空气中 N_2 の $C^3\Pi_u$ 準位の励起周波数 $\nu_0(E/p)$ を用い、 $\rho\nu_0$ より求めた。ただし、 ρ は負イオン密度である。

3. 計算結果

第5図は軸上の電位変化を示す。(a)図は空間電荷による電位ひずみのないときの電位分布、(b)~(e)図は電荷密度の計算に対数内そうを用いた場合の結果である。図中に示した電流値は、第4図の ρ に適当な値を入れて計算を行ない、計算が収束したときの平板上の全電流値である。従って、区切りの良い値になっていない。しかし、既に述べたように、無パルス性負コロナ電流の実験値 (120~350 μA) の約 1/3~1/2 は負イオン電流、残りは電子電流と考えられるから、第5図に示す大きさの負イオン電流が得られれば、全コロナ電流に関する限り、この計算は実際の無パルス性

第5図 種々な印加電圧に対する電極軸上の電位分布

Fig. 5. Potential distributions along the electrode axis for various applied voltages.

第 6 図 印加電圧 20kV, 負イオン電流 102 μ A の場合の等電位線

Fig. 6. Equipotential lines at applied voltage 20kV and negative ion current 102 μ A.

負コロナを模擬しているといつてよい。(a)~(d)の比較により, 印加電圧一定で空間電荷制限電流を増すと, 針先の電位の変化が緩和され, ギャップ中央から平板にかけての電位が高まることになる。この場合, 電荷密度の内そう法の違いによる結果の違いはほとんどない。

第 6 図はギャップ全体の電位分布の概要を等電位線で示している。平板近くの空間は平等電界に近い電位分布となっているが, 針先近くには, まだかなりの電位集中が残っている。これらの電位分布に関する計算結果は, 同軸円筒コロナあるいは同心半球コロナの場合と同様に, コロナ放電の空間電荷は針先の電位傾度を緩和させ, ギャップ中央から平板にかけての空間の電界を大幅に高めることを示している。そして, 針電極軸上の電位が, ほぼ直線的に平板に向って低下することは, 空間電荷が電界分布をより平等にする方向に作用していることを示している。第 5 図を見ると, 針先部分を除けば平板電極上の電界がわずかではあるが他より高い。このことは, 無パルス性負コロナから火花への遷移が, 平板電極側から始まることと対応して興味深い⁽⁴⁾。

第 7 図は電荷密度の計算に比例内そうを用いたときの平板電極上の電流分布を示す。図中, 点線で示した曲線は, 計算に用いたのと同じ印加電圧で得られた実験結果に 0.38 を乗じたものである。計算で得られた電流分布は, 針電極直下に鋭い山を持ち, また横広がりが多い。これらの欠点はあるが, 既に述べたように

第 7 図 平板電極上の電流分布の計算値と実験値の比較

Fig. 7. Comparison between the calculated results and the experimental result of current distribution on the plane electrode.

実験値の約 4 割が負イオン電流, 残りが電子電流であるとすれば, 計算で得られた負イオンの電流分布は, 実験で得られた平板電極上のコロナ電流の分布をおおよそ模擬しているといえる。

第 8 図は電流密度の計算に対数内そうを用いたときの平板電極上の電流分布を示す。対数内そうの性質から, 第 7 図に示した比例内そうの結果に比べて電流の横広がりが少ない。この図より, 印加電圧一定で全電流を増したとき, 全電流を印加電圧にほぼ比例させ

第 8 図 種々な印加電圧に対する平板電極上の電流分布

Fig. 8. Current distributions on the plane electrode for various applied voltages.

て増加したときの電流分布の変化がわかる。印加電圧一定で全電流を増すと、放電の横広がりが大きくなっていく。この現象は、空間電荷が針先の電位集中を緩和することによって発生する。一方、印加電圧にほぼ比例して全電流が増すときは、放電の横広がりとは全く変化しない。また、電流分布はその高さ（電流密度）のみが、場所に関係のない一定の倍率でもって変化するだけで、形状そのものの変化は見られない。実際の無パルス性負コロナにおける印加電圧 V とコロナ電流 I の関係は、 $I = aV(V - V_0)$ で表わされて直線にはならない。しかし、普通その曲りは大きくなく、第8図中に併記してある $V-I$ 特性に近い特性に示す。そして、種々な印加電圧の下で平板電極上の電流分布を実験的に求めると、平板各部の電流密度 I_a は印加電圧のみで定まって、場所には無関係な一定の倍率で変化する。従って、印加電圧を変えても電流分布の形状に変化はない。また、その横広がり半径も変化がない⁽⁵⁾。これらの実験事実は興味ある現象と思われるが、計算結果はこれを完全に模擬している。このことは、空間電荷電導論が無パルス性負コロナのギャップ中央から平板にかけての空間の性質を説明するのに有効な手段であることを示している。

第9図(a),(b)は、電荷密度分布の一例である。(a)図は針先付近の詳細を示している。この図で $Z=0.2\text{mm}$ の曲線は、境界値として与えた電荷を示している。 $Z=0.4\sim 0.6\text{mm}$ の軸上の電荷密度が $Z=0.2\text{mm}$ の値より大きくなっていること、 $Z=1.0\text{mm}$ 以下の分布曲線に肩が見られることが特徴的である。第9図(b)は針先から平板電極までの電荷密度分布を示す。放電の横広がりの大部分は、針先から約5mmまでの空間で生じている。実験によれば、平板電極上の電流密度分布は、ある広がり半径を越えると急速に零になるが⁽⁵⁾、計算によって得られた平板電極上の電荷分布はこの現象をよく模擬している。

第10図(a)~(c)は、負イオン数に比例した電子があるとして求めた発光強度分布である。(a)図は中心軸上の発光強度変化である。電圧一定で電流を増すと発光強度が増大している。印加電圧を変えたときの発光分布の推移は、実験で得られた推移に良く似ている⁽⁵⁾。すなわち、印加電圧の増大に伴って発光強度は増大するが、特に平板近くの発光強度の増大が針先部分の増大よりも著しいという性質が現われている。(b)図は空間各部の発光強度を中心軸からの距離をパラメータとして示した。中心軸上を強い発光が平板近くまで伸びている。(c)図は(b)図を外観図に描き直したものである。無パルス性負コロナの観察結果と比べて

(a) 印加電圧 20 kV, 負イオン電流 102 μA の場合の針先近くの電荷密度分布

(a) Charge density distributions near the point tip at applied voltage 20 kV and negative ion current 102 μA .

(b) 印加電圧 20 kV, 負イオン電流 102 μA の場合のギャップ全体の電荷密度分布

(b) Charge density distributions for the whole gap at applied voltage 20 kV and negative ion current 102 μA .

第9図

Fig. 9.

中心軸上の発光が伸び過ぎている。しかし、この欠点を除けば(c)図は実際の無パルス性負コロナの発光にかなり近い。すなわち、針先近くに皿状の発光部があり、その中心を通過してギャップ空間に伸びる強い発光があるという構造が得られた。Greenwood 氏⁽¹⁾によって最初に報告された無パルス性負コロナ発光外観が計算機によって模擬されたわけである。なお、この発光は低気圧グロー放電の陽極グローに相当する。

第 10 図

Fig. 10.

4. 考 察

以上の計算結果には、第 5 図の電位分布が示すようにまだ針先への電位集中が残っている。平板電極上の電流分布が針電極直下に鋭い山を作ったり、中心軸上発光が平板近くまで伸びたりするのは、これが原因である。針先の電離空間、陰極降下部の取扱いに工夫を加えて、平板電極上の電流分布を、より実験結果に近いものにしなければならないが、最終的に平板上の電流分布が実験結果と一致するようになったとしても、針先への電位集中はまだ相当量残ることが予想される。それは、理論的にも実験的にもかなり正確に調べられている同心円筒コロナの中心電極周辺における電位分布が、第 5 図に似た電位集中をもっていること⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾、および同心半球コロナの場合には、理論のみであるが同様な現象があることが報告⁽¹²⁾されているからである。

このように針先部に電位集中が残るのは当然と考えられるが、針-平板電極の場合は、その取扱いの適否が平板電極上の電流分布に直接影響を持つ点、他の電極配置と異なる。同心円筒コロナ、同心半球コロナの

理論的取扱いにおいて、電離空間あるいは陰極降下部に特に注意を払った報告⁽¹³⁾は数が少ない。これらは、主に電圧-電流特性を実験と理論の両面から検討することを目的としているが、両者の差異は、計算に用いた移動度にしわ寄せしてしまうので、電離空間まで注意を払う必要がなかったのかも知れない。しかし、針-平板コロナの場合には針先の電離空間の取扱いの良否が、平板電極上の電流分布などの計算精度に直接影響を持ってくる点、計算の困難さと複雑さがある。こうしてみると、ここに述べた計算結果は既に述べたように実験結果をかなり良く再現しているので、計算精度は高いと考えられる。しかし、針先部の電離空間の取扱いについては、まだ検討の余地が残されていることも確かである。

次に電荷粒子の拡散について考察する。ここに用いた計算方法には拡散効果が考慮されていない。空気中負イオンの拡散係数を $32 \text{ cm}^2/\text{s}$ として⁽¹⁴⁾、第 9 図 (b) の計算結果から軸方向、半径方向の拡散流と電界による駆動流を求めると、いずれの場合も拡散流は駆動流の数百分の 1 程度となり、駆動流が圧倒的に大きい。従って、この種の計算では拡散効果を考慮する必

要はないことがわかる。

第 10 図は、負イオン数に比例した数の電子がコロナ空間に存在するとして計算した発光分布である。実験でも平板近くの空間はかなり強い発光を示す。例えば、400 Torr 空気の場合には肉眼でも十分認められる程度の発光強度に達している。これらの発光は、窒素分子の第二正帯発光によるもので、ギャップ中央部から平板電極までの空間には多数の電子が存在していて、それらが励起衝突を起すほど高い電界にさらされていることを示している。これらの電子は、酸素原子および酸素分子の負イオンから電子が離脱して生じたと考えられるが、その離脱係数はまだ良くわかっていない。電子の衝突電離係数を α 、電子付着係数を η 、離脱係数を δ としたとき、Frommhold 氏⁽¹⁵⁾は、 $E/p = 42.5 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ ($2 < p < 32 \text{ Torr}$) で $\alpha/p = 0.05$, $\eta/p = 0.025$, $\delta/p = 0.45$ という値を電子なだれの波形解析から求めた。最近、Sukhum 氏ら⁽¹⁶⁾はタウンゼント法によって、広い E/p の範囲についてこれらの値を求めた。例えば、 $E/p = 40 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ で、 $\alpha/p = 0.12$, $\eta/p = 0.09$, $\delta/p = 3 \times 10^{-3}$ という値を得ている。このように、これらの値は測定者によって大幅に異なる。これらの結果は、酸素ガス中の実験によって得られた値であるが、100 Torr 以下の空気中では振動励起した窒素分子と O^- の反応で、電子が速やかに離脱するので明白な付着現象が観測されないという報告⁽¹⁷⁾もあるので、空気の場合には δ がもっと大きくなる可能性がある。無パルス性負コロナ空間の負イオンは、コロナ放電の発光による光離脱⁽¹⁸⁾や、豊富に存在する振動励起状態の窒素分子やもっとエネルギーの高い準安定状態の窒素分子との衝突によって、 O^- はもちろん安定な O_2^- からも電子を離脱するので、更に大きな離脱係数となることが予想される。

電子密度を n 、負イオン密度を ρ 、電子電流密度を i_e 、負イオン電流密度を i_p 、電子の移動速度を v_e 、負イオンの移動速度を v_p とすれば、負イオンから電子離脱がある電氣的負性気体中での電離成長過程に対して次の連続の方程式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= -\text{div}(n\mathbf{v}_e) + (\alpha - \eta)v_en + \delta v_p\rho \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\text{div}(\rho\mathbf{v}_p) + \eta v_en - \delta v_p\rho \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

前章までの計算は、無パルス性負コロナ空間においては $\rho \gg n$ であり、ギャップ中央部から平板にかけての空間で $\alpha = \eta = \delta = 0$ であるという仮定の下で行ってきた。

ここでは平板電極付近の発光、あるいは全コロナ電

流に大きな影響を持つ電子電流密度を (2) 式を用いて検討する。無パルス性負コロナ状態においては、針対平板ギャップのギャップ中央部から平板電極にかけての空間は、ほぼ平等電界になっているとみなされるから、そこをギャップ長 l の平行平板ギャップであるとみなすことにする。この場合、 l は判然と決定できる値ではない。これまでは、無パルス性負コロナ空間は負イオン流のみがあるとして計算してきたが、負イオンから電子が離脱する現象によってどの程度の電子電流が流れ得るかを検討するために、境界条件として針電極側の仮想平板電極 ($x=0$) に負イオン流密度 i_0 の負イオン源があるとして上式の解を求めると

$$\begin{aligned} i_p &= \frac{i_0}{\lambda_1 - \lambda_2} \{ (\lambda_1 - \alpha + \eta) e^{\lambda_1 x} - (\lambda_2 - \alpha + \eta) e^{\lambda_2 x} \} \\ i_e &= \{ i_0 \delta / (\lambda_1 - \lambda_2) \} (e^{\lambda_1 x} - e^{\lambda_2 x}) \end{aligned}$$

ただし、

$$\lambda_1, \lambda_2 = \frac{(\alpha - \eta - \delta) \pm \sqrt{(\alpha - \eta - \delta)^2 + 4\alpha\delta}}{2}$$

となる。上式より、平板電極上 (陽極) の電子電流と負イオン電流の比を求めると、

$$i_e/i_p \approx \delta / (\lambda_1 - \alpha + \eta)$$

となる。電界が低くて $\alpha = 0$ の場合には、 $i_e/i_p = \delta/\eta$ となる。

既に述べた理由によって、760 Torr 空気中でも無パルス性負コロナ空間中の負イオンは大きな δ を持つことが予想されるので、 δ が η に近い大きさになっている可能性は十分にある。すなわち、電子の移動度が負イオンの移動度の約 200 倍、 $\delta \approx \eta/2$ であるとして、負イオン密度の計算結果から平板電極近くの空間の電子数密度を $i_e/i_p = \delta/\eta$ の関係を用いて求めると 8.0×10^7 (個/cm³) になる。この値は分光学的手法で求められた値に近い⁽¹⁹⁾。このことは、無パルス性負コロナ空間の δ が、 η に近い大きさになっていることを示している。上の検討は、 $\alpha = 0$ の場合について行なったが、 $\alpha \neq 0$ の場合には i_e は更に増すことになる。いままで計算結果と実験結果を比較する場合には、いつでもコロナ電流の約 50% が電子電流であるとして取扱ってきたが、以上の考察によってこのような取扱いが可能となることが明らかとなった。なお、これらの考察は無パルス性負コロナ空間の電子電流と負イオン電流の比を実験によって求める手法を確立すれば、もっと直接的に証明できるので現在検討を進めている。

大気中、ギャップ長 12 mm、針先曲率半径 0.35 mm の針対平板ギャップにおいて無パルス性負コロナが火花に移行するときの印加電圧およびコロナ電流は、気圧、湿度によって変動するので確定し難いが、22 kV、

310 μ A ほどである。従って、負イオン電流としてこれの約半分 150 μ A が流れていると考えられる。第5図(e)の計算条件がこれに相当している。この場合の平板電極上の電界強度は 22.64kV/cm である。この値は、既に述べたようにギャップ中央部から平板電極にかけての空間では最も高い値である。繰返し述べてきたように、計算精度がまだ十分ではないので定量的検討には無理な点もあるが、無パルス性負コロナが火花に移行するときは平板電極側の発光がまず強まるという実験事実と対応させて一応の見当をつける意味で、火花移行時の平板電極上の E/p を求めると、 $P=760$ Torr であるから $E/p=29.8\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Torr}^{-1}$ となる。この値は Geballe 氏らの空氣の衝突電離係数 α および電子付着係数 η の測定結果において⁽²⁰⁾, $\alpha=\eta$ になる $E/p=31.8\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Torr}^{-1}$ にかなり近い。

実際の無パルス性負コロナ空間は、衝突電離係数などを測定する条件下の空間とは、電流密度の大きさ、空間電荷電界の有無、準安定分子の密度などにおいて全く異なっているので、低電流密度で測定した衝突電離係数などの測定値をそのまま無パルス性負コロナ空間に持込むのは困難かと思われる。今後、 N_2 準安定分子が豊富に存在する条件下での空氣中の α , η , δ を測定する必要があるが、 N_2 準安定分子が高濃度に存在すれば負イオンからの電子離脱が進行しやすくなることは当然であるし、また衝突電離作用が増大するという報告もあるので⁽²¹⁾⁽²²⁾, Geballe 氏らにならってこの空間の性質を α と η のみで表わせば、正味の衝突電離係数 α_{eff} は増大し、正味の電子付着係数 η_{eff} は減少すると予想される。従って $\alpha_{\text{eff}}=\eta_{\text{eff}}$ になる E/p は $31.8\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Torr}^{-1}$ より幾分下ることになる。これらのことから、無パルス性負コロナが火花へ遷移する印加電圧、コロナ電流においては、平板電極近傍で $\alpha_{\text{eff}}\approx\eta_{\text{eff}}$ なる関係が成立していると期待できる。無パルス性負コロナ空間には多数の電子が存在しているから、 $\alpha_{\text{eff}}\geq\eta_{\text{eff}}$ となって電離過程がわずかでも進行すれば、空間電荷分布に変化をもたらし、それが次の過程の原因となって順次火花破壊へと成長していくことは十分考えられる。そして、このような破壊機構は、横広がりの大きい発光を伴いつつ、平板電極側から火花へと移行していくという実験結果とも矛盾しない。

5. む す び

ポアソンの方程式と電流連続の方程式を繰返し計算で解くことによって、針-平板電極配置で現われる無パルス性負コロナのシミュレーションを行なった。計

算結果は、実際の現象をかなり良く模擬している。これらの計算を通じて明らかになったことは、針-平板ギャップに無パルス性負コロナが出現している場合のギャップ中央部から平板にかけての空間は、空間電荷制限流の状態にあること、同空間の電極軸上の電位は距離に對しほぼ直線的に変化すること、同空間の最大電界部は平板電極近辺に存在すること、印加電圧を高めても平板電極上の電流分布の横広がりは変わらないこと、である。

なお、この研究はまだ諸についてばかりで、計算結果は実験結果と定性的に一致するという段階に過ぎない。定量的一致を見るためには、今後、更に研究を進めなければならないが、特に検討を要する問題点として、(1)針先の電離空間の取扱い、(2)無パルス性負コロナ空間の負イオンの種類とその移動度の確立、(3)電子電流と負イオン電流の割合、あるいは離脱係数と付着係数の確立、があげられる。

終わりに、日ごろ有意義な御討論をいただく名古屋工業大学 細川辰三講師、林 真助教授に謝意を表します。この計算は、名古屋大学プラズマ研究所、電子計算機 HITAC 8500 で行なった。関係者に深く感謝いたします。

(昭和51年10月15日受付、同52年8月23日再受付)

文 献

- (1) A. Greenwood: Phys. Rev. **88**, 91 (1952)
- (2) 円城寺: 電学誌 **80**, 463 (昭 35)
- (3) T. N. Gao & J. B. Jordan: J. Appl. Phys. **41**, 3991 (1970)
- (4) 近藤・梶田・三好: 電学論A, **95**, 17 (昭 50)
- (5) 近藤・後田・三好: 電気学会放電研資 ED-76-24 (昭 51)
- (6) 清野: 電気磁気学 I p. 164 (昭 37) オーム社
- (7) S. Badaloni & I. Gallimberti: Basic data of air discharges, p. 26, Padua Univ. Rep. No. UPee 72/05
- (8) A. V. Engel: Ionized Gases, p. 229 Oxford University Press, London (1965)
- (9) 谷田・酒井・田頭: 電気学会放電研資 ED-75-22 (昭 50)
- (10) J. D. Cobine: Gaseous Conductors, p. 226, Dover Publications, Inc. New York (1958)
- (11) 御所: 電学誌 **87**, 1189 (昭 42-6)
- (12) 土手: 電学論A, **94**, 148 (昭 49)
- (13) R. T. Waters & W. B. Stark: J. Phys. D. **8**, 416 (1975)
- (14) 電気学会: 放電ハンドブック p. 58 (昭 49)
- (15) L. Frommhold: Fortschr. Phys. **12**, 597 (1964)
- (16) N. Sukhum, N. Prasad & D. Craggs: Brit. J. Appl. Phys. **18**, 785 (1967)
- (17) J. L. Moruzzi & J. Lucas: Proc. 3rd, Int. Conf. on Gas Discharge, p. 114, (1974) London
- (18) F. D. A. Boylett & B. G. Williams: Brit. J. Appl. Phys. **18**, 593 (1967)
- (19) 近藤・山田・三好: 電気学会放電研資 ED-74-30 (昭 51)
- (20) M. A. Harrison & R. Geballe: Phys. Rev. **91**, 1 (1953)
- (21) 生田・牛田: 電気学会放電研資 ED-74-30 (昭 49)
- (22) G. Hartmann & I. Gallimberti: J. Phys. D. **8**, 670 (1975)