棒-平板ギャップにおける気中正極性ストリーマの二領域モデルによるシミュレーション

正 員 加 藤 正 平 (東洋大)

1. はじめに

火花放電は電子なだれから種々の形態を経て最終的にはアーク状態になり、電流や発光状態によって放電形態が分類される。電子ドリフト速度より高速で移動する発光部であるストリーマが発生しても不平等電界では必ずしも全路破壊に至るとは限らないが、少なくともアークになる必要条件と考えられる。平等電界ではストリーマ発生はただちに全路破壊につながる可能性が高いため電気絶縁にとって重要な問題である。

ストリーマは Raether 氏ら多数の研究者によって種々の条件において研究されてきた。そして、次のストリーマの発生機構が考えられている⁽¹⁾。電子なだれによって生じた空間電荷がストリーマ先端にあって電子なだれが存在する空間の電界を印加電界よりはるかに高いものにする。ストリーマ先端の励起分子からの光子によって発生した電子は、この高電界中で新たな電子なだれを形成するために空間の荷電粒子密度が高くなりストリーマが進展するものと考えられている。ストリーマが電子ドリフト速度より早く進展する現象にこの空間電荷が重要な役割を果たしていることになる。

このようなストリーマを解析するために Meek, Loeb, Raether 氏らによって理論的基礎が与えられている⁽¹⁾⁻⁽³⁾。そして、電離係数 α の距離積分が一定値になる条件からストリーマ発生電圧を求める方法が使用されるようになっている。平等電界中では電子なだれからストリーマへ転換することによって火花発生に至るため、気体の絶縁破壊電圧については理論解析と実験結果はかなりよく一致する。また、不平等電界でもコロナ発生条件として α の距離積分が使用され、高電圧絶縁の設計基準として使用されている。しかし、電子なだれからストリーマへ転換する場合の空間

電界や電子、正イオン、負イオン密度などの物理量、また、ストリーマが伸びる場合の各物理量の時間的変化についてはいまだ不明な点が多い。そこで最近、電子計算機を使用することによって空間電界などをかなり正確に計算したストリーマシミュレーションからストリーマやコロナ放電の構造が明らかになりつつある。

解析方法には、電磁流体方程式、特に電流の連続の式を解くシミュレーションと、多数の電子とイオンの運動を追跡し、電子衝突確率、光電離確率などの統計量を含んだシミュレーションの2種類に大別される。ここでは前者を流体モデル、後者を粒子モデルと呼ぶことにする。流体モデルは放電空間中の荷電粒子を流体として扱うため、電離係数、電子イオンのドリフト速度、拡散係数などのスオームパラメータを必要とする。しかし、計算機の記憶容量と計算時間が少なくてすむ特長があるため、広く使用されている。粒子モデルは電離係数のようなスオームパラメータを必要としないため、実験データを得にくい場合にも使用できる。Kline 氏らは粒子モデルによって平等電界中のストリーマシミュレーションを行い、電離係数、電子なだれやストリーマ速度を求めている⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾。しかし、計算時間がかかると同時に大きな記憶容量を必要とする欠点がある。

平等電界中のストリーマについては Yoshida 氏、Tagashira 氏らによって、その特性がかなり明らかにされつつある⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾。しかし不平等電界は興味ある放電特性を示し、工学的な応用面からも重要であるにもかかわらず解析例は少ない。Gallimberti 氏は Loeb のストリーマモデルを基本とし、電子なだれに流体モデルを適用すると同時に、光電離やエネルギー平衡条件で等価電子なだれの発生条件を取り入れ、長ギャップのストリーマコロナを解析している⁽¹⁰⁾。一方、Nasser 氏らもやはりストリーマ先端の再生のためのエネルギー条件を取り入れた式を導出して、ストリーマ発生電圧、伸びを求めている⁽¹¹⁾。また、Marode 氏は実験的に得た物理量を使用しているが、Poisson の式の

Computer Simulation of Positive Streamer in Air Between Rod-plane Electrodes Gap by two Region Model. By Shohei Kato, Member (Faculty of Engineering, Toyo University).
加藤正平：正員，東洋大学工学部電気工学科

代わりに単位長あたりの静電容量を使用してストリーマを解析している⁽¹²⁾。ストリーマの空間的な変化や発生条件についてはかなり明らかにされつつあるといえるが、正イオン密度などの物理量についてはいまだ不明な点が多い。

本報告は大気中の正極性ストリーマの空間的、時間的変化、荷電粒子密度、空間電界などを明らかにするために行ったシミュレーションに関するものである。特にストリーマ先端の変化に流体モデルを使用し、ストリーマ理論における Meek, Loeb モデルを合わせた簡単なモデルでシミュレーションした⁽²⁸⁾。シミュレーション結果を実験結果と比較したところストリーマ速度やチャンネル内の電界に良い一致がみられ、簡単なモデルでもストリーマの伸展特性のシミュレーションが可能であることがわかった。

2. 解析モデル

本論文で使用するストリーマモデルを、その基本となる従来のシミュレーションモデルと比較して述べる。

〈2・1〉 従来のモデル Meek 氏は電子なだれで発生した空間電荷、特に正イオンによって生じる空間電荷による電界が印加電界に等しくなると、電子なだれからストリーマへ転換するとしたモデルを考えた⁽²⁾。この Meek モデルは、その後、多数の研究者によって発展され精密化されている。一方、Loeb 氏はストリーマを、先端に正イオンが多数個あり、その背後は中性プラズマになっていると考え、電子なだれからストリーマへの転換条件を提案した⁽³⁾。すなわち、電子なだれの空間電荷量がストリーマ先端の空間電荷量と等しくなると、電子なだれがストリーマに転換してストリーマが伸びるとするモデルを考えた。また、Dawson 氏らは空間電荷の先端電界が十分に高いために自己電界のみで電離を行って進展し、外部電界(印加電界)が非常に低くてもストリーマが伸びることができるとする zero field モデルを提案している⁽¹³⁾。このモデルではストリーマ先端の再生のためにエネルギー条件を導入している。しかし、ストリーマ中は中性プラズマになっていて先端部のみが正に帯電していると考えている。この部分に流入する電子なだれの空間電荷量がストリーマ先端電荷量と等しくなればストリーマが伸びるとするモデルであるから、Meek, Loeb モデルに準ずるものである。

電子計算機を十分に使用できなかったこれまでの解析では電子なだれの発生からストリーマ進展まで連続的に計算することは困難なため球状の空間電荷分布を

仮定し、解析式で電界や電子なだれを考えてきた。しかし、電子計算機を利用できるようになって Meek 氏や Loeb 氏のモデルでも不平等電界中のストリーマを解析できるようになった。Gallimberti 氏は放電空間を電界が高く、電子なだれが活発に生じる活性領域と、中性プラズマに近づく低電界となり電離増倍が不活発である不活性領域に分けた。活性領域をエネルギー平衡条件より求め、不活性領域には電流の連続の式を適用している⁽¹⁰⁾。

〈2・2〉 本論文のモデル 放電空間を活性領域と不活性領域の二つに分けて各々に支配方程式を考えるモデルを二領域モデルと呼ぶことにする⁽¹⁴⁾。このモデルでは各領域をどのようにモデル化するかが問題になる。本論文で使用するモデルも二領域モデルであり、図1でストリーマ先端の活性領域に電流の連続の式を適用して各荷電粒子密度を求める。ストリーマ先端から陽極までの低電界部となるストリーマチャンネルは中性プラズマになっていると仮定し、先端の活性領域中の電離増倍への寄与は少ないとして連続の式の計算から除く。二領域モデルでも不活性領域に連続の式を適用するシミュレーションもあるが⁽¹⁰⁾、本論文ではストリーマの伸展特性を問題にして、不活性領域の正味の電荷量は零とした。

ストリーマが陽極から出発する条件は Meek モデルの条件を使用する。電子なだれによってできた空間電荷による電界が陽極表面で印加電界と同じ大きさで向きが逆になること、すなわち、陽極表面電界が零になる時にストリーマが発生すると仮定する。このときの陽極表面上の電荷量が以後、空間中を伸びるストリーマ先端部の空間電荷量になるとする。

ストリーマが空間中を伸展する場合には、Loeb モデルを使用し、ストリーマ先端に隣接する部分の空間電荷量がストリーマ先端の電荷量に等しくなったとき、その部分はストリーマになったとして新たなストリーマ先端とする。なお、図1ではストリーマ先端を球で表示してあるが、後述するように計算では放電空

図1 ストリーマモデル

Fig. 1. Streamer model.

間を円柱で分割するので円柱となる。

ストリーマは陽極から複数個伸びたり、途中で折れ曲がったりし、陽極から陰極へ直線的に伸びるとは限らない。しかし、解析では問題を簡単化し、軸対称の電極系で放電を軸上のみに限定した一次元モデルとした。

本報告のモデルは二領域モデルであるが、エネルギー平衡条件は考えていないし、また、連続の式を不活性領域に適用していない点で、Gallimberti 氏のモデルとは異なる。

3. 計算方法と計算条件

本論文の計算方法と仮定した条件について述べる。

〈3・1〉 連続の式の計算 巨視的に放電現象を考える流体モデルでは、基本的なスウォームパラメータである電離係数などを必要とするが、平等電界のストリーマ解析に成功している⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹⁵⁾⁻⁽¹⁹⁾。

流体モデルでは、荷電粒子の生成、消滅を含んだ電流の連続の式は次のようになる。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + v_e \nabla n_e - D_e \nabla^2 n_e = (\alpha - \eta) n_e v_e + S \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + v_p \nabla n_p - D_p \nabla^2 n_p = \alpha n_e v_e + S \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + v_n \nabla n_n - D_n \nabla^2 n_n = \eta n_e v_e \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 n : 粒子密度、 V : ドリフト速度、 D : 拡散係数、 α : 電離係数、 η : 付着係数、 S : 粒子源

添字 e, p, n は電子、正イオン、負イオンを表す。放電空間の粒子源としては光電離を考える。

一般に同一電界では $v_e \gg v_p, v_n$ であり、大気圧における μs 以下の短時間の現象であり、粒子拡散のストリーマ伸展への影響は小さいと考え、拡散による項を無視できると仮定すれば

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + v_e \nabla n_e = (\alpha - \eta) n_e v_e + S \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \alpha n_e v_e + S \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = \eta n_e v_e \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。

これらの式は非線形偏微分方程式であり、電界によって係数が大きく変化する。偏微分方程式の解法にはラグランジュ形式（特性曲線法）とオイラー形式がある。Davies 氏、Yoshida 氏らは平等電界中のスト

リーマ解析に前者の方法を使用している。この計算法の特長は荷電粒子の運動軌跡を追跡するため、時間ステップが大きくても数値的不安定の影響が少ないことである。このためストリーマの成長が比較的ゆっくりとなる過電圧率が低い平等電界の解析に適している。しかし、数値積分を必要とするため計算が複雑になる欠点がある。一方、Ward 氏は電流連続の式をオイラー形式で解いている⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。この方法では荷電粒子を追跡することなく、空間を多数個に分割し微分方程式を差分化して計算するものである。数値積分を必要とせず計算が簡単である。しかし、数値的不安定が顕著になる欠点がある。時間ステップが小さくなればラグランジュ形式でも荷電粒子の移動距離が微小になると、もともと微分方程式を満足するため、オイラー形式との差がなくなる。

不平等電界では、活性領域において高電界が生じていて、拡散による電子の増加よりはるかに電離増倍による電子の増加が著しい。また、高電界部の電子ドリフト速度が大なため、計算を安定的に行うには時間ステップが小さくなり、ラグランジュ形式との差が小さくなることと、計算が容易であることから本研究ではオイラー形式を(4)～(6)式に適用した。

解析の対象とする放電は、軸対称で中心軸上のみに放電空間を限定し、半径方向に荷電粒子密度は一定とし、軸方向のみに変化とする軸方向一次元モデルである。図2のように、電極間に半径 r の円柱状の放電空間を考え、微小な長さ Δx の円柱要素に分割し、要素内の荷電粒子密度は一定として各要素について(4)～(6)式を差分化する。差分化の方法には種々の方法があるが、粒子の生成、消滅、輸送現象を考えて差分化した。例えば、 $I+1$ 番目の要素の時刻 $t+\Delta t$ における電子密度を次式で計算する。

$$\begin{aligned} n_e(I+1, t+\Delta t) &= n_e(I, t) \{1 + \alpha_e(I, t) v_e(I, t) \Delta t\} \\ &\quad \times v_e(I, t) \Delta t / \Delta x + n_e(I+1, t) \{1 + \alpha_e(I+1, t) v_e(I+1, t) \Delta t\} \\ &\quad \times v_e(I+1, t) \Delta t / \Delta x + S \Delta t \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

ただし、 α_e は実効電離係数であり、 $\alpha - \eta$ に等しい。上式の右辺第1項は I 番目の要素で電離増倍した電子のうち、 $I+1$ 番目の要素に流入する電子密度を表している。また、右辺第2項は $I+1$ 番目の要素の中で電離増倍した電子のうち、この要素に残る電子密度を表している。 $\Delta t, \Delta x$ を0にすると、(7)式は(4)式になる。

正イオン、負イオンは次式で計算する。

図 2 放電空間の分割

Fig. 2. Partition of discharge space.

$$n_p(I, t + \Delta t) = n_p(I, t) + \alpha(I, t)n_e(I, t)v_e(I, t)\Delta t + S\Delta t \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$n_n(I, t + \Delta t) = n_n(I, t) + \eta(I, t)n_e(I, t)v_e(I, t)\Delta t \quad \dots\dots\dots (9)$$

電離係数や付着係数、荷電粒子ドリフト速度、光電離は発表されている実験データを使用する。 α 、 η は Harrison 氏らのデータ⁽²⁰⁾を使用し、ドリフト速度も文献⁽²¹⁾より E/p の関数として使用した。

〈3・2〉 光電離と光電子放出、励起分子 不平等電界中では平等電界より更に光電離がストリーマの進展に重要な役割を果たしていると考えられる。そこで、次のようにして計算に光電離を取り入れた。光電離の実験データは少ないが、Penny 氏らの報告のデータ⁽²²⁾を使用し、光電離によって生じる電子密度を次式で計算する。

$$n = n_{ex} \cdot \omega \cdot p \cdot \Delta x \cdot \phi(pR) \quad \dots\dots\dots (10)$$

n_{ex} : 励起分子密度、 p : 気体圧力、 R : 励起分子から光電離空間までの距離 ω : 励起分子からみた光電離空間の立体角、 ϕ : p と R の関数で実験的に求められている⁽²²⁾。

励起分子は電子が分子に衝突したり光子によって生じる。ここでは電子衝突による発生を考え、電離によって生じる正イオンと同数の励起分子が生じるとした。すなわち、ある時刻における励起分子の増加は

$$\Delta n_{ex} = \alpha n_e v_e \Delta t \quad \dots\dots\dots (11)$$

で計算する。励起分子は光子を放出して基底状態に戻るため励起分子密度は時間とともに減少する。これを

計算に取り入れるために緩和時間を τ として、 Δt 後の励起分子密度を

$$n_{ex}(t + \Delta t) = n_{ex}(t) \exp(-\Delta t/\tau) \quad \dots\dots\dots (12)$$

で計算する。空気の構成分子の励起状態の緩和時間には種々あるが⁽²³⁾、今回の計算では 10 ns とした。

陰極からの光電子放出は入射光子に対して 10^{-4} の確率で生じると仮定した。しかし、ストリーマ先端部の光電離による電子供給が大であるため、平等電界と異なり、不平等電界中のストリーマの成長には与える影響は無視できるものであった。

〈3・3〉 初期電子 初期電子の位置の与え方によって平等電界中のストリーマ解析結果が変化することが知られている⁽²⁾⁽⁴⁾。しかし、不平等電界中では電離可能な高電界部分は局所的であり、空間の大部分は実効電離不可能な低電界である。このため初期電子は高電界である電極近傍に存在するものがストリーマの成長に支配的になる。また、初期電子の供給源としては宇宙線や放射線などの高エネルギー粒子による電離や負イオンからの電子離脱が考えられるが、電子離脱の確率は高電界で高い。そこで、初期電子を陽極に接する円柱要素の高電界部に電圧印加と同時に発生すると仮定し、陽極に接する要素に 1 個与えた。

〈3・4〉 その他の計算条件 解析を行った電極構成は半球棒-平板電極である。半球棒は半径 0.1 cm であり、ギャップ長は 2 cm である。この電極配置はストリーマ伸展を光学的に詳細に調べた実験結果⁽²⁵⁾と比較するために採用した。

ストリーマは放電空間に多数個生じるがシミュレーションではこれを一つのストリーマで表し、しかも中心軸上に放電空間を仮定し空間の分割要素の半径を 0.05 cm、長さ 0.05 cm とした。従って、電界は軸対称 3 次元問題となる。電界計算は荷電重畳法を使用した。空間電荷は分割要素内に一様に分布するとして円柱電荷で計算している。

印加電圧波形は立ち上がり時間 0 の理想的な直角波である。外部回路インピーダンスは考慮せず、ストリーマ電流が流れても電極電圧は一定であるとする。

〈3・5〉 計算手順 以上の条件でシミュレーションを行うために、図 3 に示す計算手順で計算する。境界条件、気体圧力、電圧波高値などのデータを入力後、初期電子を発生させストリーマシミュレーションループに入る。まず、電界を求め、その電界の関数としてスウォームパラメータを求めて各要素中の荷電粒子密度を求める。次に光電離によって生じる各要素中の電子、正イオンを計算する。そしてストリーマの発生を調べ、もし発生条件を満足していればそのときの

図 3 計算手順

Fig. 3. Flow chart of computation.

正味の電荷量を記憶し、以下の計算でストリーマ先端電荷量に使用する。ストリーマが発生した後は、ストリーマの発生条件の代わりにストリーマ進展条件を調べ先端位置を求める。ストリーマのシミュレーション終了時刻になるか、陰極にストリーマが到達すれば計算を終了する。さもなくば時間を Δt だけ進めて反復計算する。ただし、 Δt は各要素中で

$$\Delta x > v_e \Delta t \dots\dots\dots (13)$$

を満足するようにならなければならない。これは差分法で連続の式を時間的に反復計算する場合に計算が安定になるための必要条件である。実際には不平等電界の高電界部では電離増倍が大きく、ns 以下の時間ステップとなる。

4. シミュレーション結果

図 4 はギャップ中心軸上の印加電界分布である。ただし、印加電圧で正規化しているため、ある電圧での電界は図 4 の値に電圧を乗じる必要がある。陽極電界はかなり高く、印加電圧 30 kV の時に 200 kV/cm 以上にもなる。一方、陰極電界は約 3.5 kV/cm の低電界となり、実効電離増倍が可能な領域は陽極から 3

mm 以内の空間となっている。

図 5 は印加電圧が 27 kV, 20 kV, 16 kV の三つの場合についてストリーマ先端の位置を時間の関数として示したものである。図 5 の曲線の傾きがストリーマの瞬時速度を表す。印加電圧が低い場合には、ストリーマが発生してギャップ中の低印加電界領域へ伸びだすときの速度と、伸びだして低電界中を伸展する速度とはほぼ同じである。しかし、電圧が高くなると陽極近傍の高電界中は速い速度で伸展するが、低電界領域に入ると等速度で伸展している。20 kV の場合、ストリーマ先端は陰極に近づくとき速度が大きくなっている。これは平板によってできる電荷のイメージで活性領域の空間電界が大になって電離が活発になるためと考えられる。しかし、27 kV の場合にはこの現象が見られない。同じ傾向が Suzuki 氏によって実験的にも明らかにされている⁽²⁵⁾。この原因は、電子ドリフト速度が E/p に対して飽和する傾向を示すため、空間電荷電界が大になって実効電離係数が大になるにしても

図 4 電界分布

Fig. 4. Electric field distribution.

図 5 ストリーマ先端の位置と時間の関係 (半球棒半径 0.1 cm)

Fig. 5. Relation between the location of streamer tip and time (radius of semi-sphere 0.1 cm).

図 6 荷電粒子密度分布

Fig. 6. Density distribution of charged particle.

$\alpha v_0 \Delta t$ は電界ほど大にならないためと考えられる。

図 6 はストリーマ発生時の粒子密度分布である。正イオン密度は、電子密度よりわずかに大きく同図では電子密度と同じ曲線になってしまうので表示していない。

図 7 はストリーマ発生直前の棒電極近傍の電界分布である。破線は印加電界である。空間電荷によって電極近傍の電界は低くなり、逆に高電界部が陰極方向に移動している。ストリーマの伸展に伴ってこの高電界部が陽極から陰極に向かって伝播する。

表 1 は図 5 の各ストリーマ先端の正味の荷電粒子密度、ギャップ間平均速度、先端の電界を示したものである。また、Suzuki 氏によって観測されたストリーマ平均速度⁽²⁵⁾を実験値として表示してある。計算値と実験値の差は 20% 以下である。

ストリーマ先端の正味の荷電粒子密度はいままで推定されて来た値とオーダは一致している。しかし、正味の荷電粒子密度を Meek, Loeb モデルに準じて総電荷数で考えると 10^9 – 10^{10} 個となり、従来の電子なだれからストリーマへの転換条件の総電荷数と比較して 1 けたほど大きい。計算では円柱状の放電空間の半径を 0.05 cm と仮定している。一方、従来のストリーマ解析ではこの半径よりも 1 けた小さい半径⁽¹⁰⁾であり、また実験的にも観測される半径は 1 けた小さい。これは、計算では単一の電子なだれからストリーマになるのではなく、複数個の電子なだれから複数個のストリーマが生じると考え、等価的に 1 個のストリーマで表しているために総電荷数が大になると考えられる。

図 7 ストリーマ発生直前の電界分布

Fig. 7. Electric field distribution just before streamer formation.

表 1 各印加電圧におけるストリーマ諸量 (半球棒半径 0.1 cm)

Table 1. Streamer characteristics (radius of semi-sphere 0.1 cm).

電極電圧	16 kV	20 kV	27 kV
正味の荷電粒子密度	4.1×10^{12} 個/cm ³	5.5×10^{12} 個/cm ³	1.2×10^{13} 個/cm ³
ストリーマ先端電界	6.5×10 kV/cm	8.8×10 kV/cm	2.0×10^2 kV/cm
ストリーマ平均速度 (計算値)	4.0×10^7 cm/s	7.4×10^7 cm/s	2.2×10^8 cm/s
ストリーマ平均速度 (実験値)	4.5×10^7 cm/s	7.6×10^7 cm/s	1.8×10^8 cm/s

また、表 1 の正味の荷電粒子密度とチャンネル径からストリーマの単位長当たりの電荷量を求めると約 10 nC/cm となるが、実測されるストリーマの空間電荷量⁽²⁶⁾とオーダとしては一致している。

先端の荷電粒子密度は負イオンが正味の荷電粒子密度と同けたであり、電子、正イオン密度はいずれも 1 けた高くなっていた。しかし、高々 10^{14} 個/cm³ であり、ストリーマ形成が短時間であることから熱平衡プラズマになっているとは考えにくく、ストリーマが陰極に到達した後、電離電圧波が生じて電離度が高まり熱的プラズマになる⁽²⁵⁾のであろう。

次に半球棒の半径を 0.05 cm とし、他の条件は半径 0.1 cm の場合と同じ条件でストリーマを解析した。この電極系の電界分布を図 4 に示す。半径が 0.1 cm の場合よりも電界集中が著しく、電離増倍が可能な領域が狭くなっている。

図 8 はストリーマ先端の位置を時間の関数として示したものである。また、表 2 はストリーマ先端の正味

図 8 ストリーマ先端の位置と時間の関係 (半球棒半径 0.05 cm)

Fig. 8. Relation between the location of streamer tip and time (radius of semi-sphere 0.05 cm).

表 2 各印加電圧におけるストリーマ諸量 (半球棒半径 0.05 cm)

Table 2. Streamer characteristics (radius of semi-sphere 0.05 cm).

電極電圧	23.5 kV	27.5 kV
正味の荷電粒子密度	$5.1 \times 10^{12} \text{ 個/cm}^3$	$7.9 \times 10^{12} \text{ 個/cm}^3$
ストリーマ先端電界	$8.2 \times 10^5 \text{ kV/cm}$	$1.3 \times 10^5 \text{ kV/cm}$
ストリーマ平均速度 (計算値)	$7.4 \times 10^7 \text{ cm/s}$	$1.5 \times 10^8 \text{ cm/s}$
ストリーマ平均速度 (実験値)	$7.3 \times 10^7 \text{ cm/s}$	$1.3 \times 10^8 \text{ cm/s}$

の荷電粒子密度とストリーマ平均速度、ストリーマ先端電界をまとめたものである。この場合も解析で得られた平均速度は実験とよく一致している。先端の正味の荷電粒子密度は半球棒の半径が 0.1 cm の場合より低くなっている。また、ストリーマ速度も遅くなっている。この原因は半球棒の半径が大になると図 4 に見られるように陽極表面の電界は低くなるが、高電界部分は電極中にひろがり、電離増倍が活発になるためである。

5. 考 察

本論文では、単一ストリーマ円筒一次元モデルで多数のストリーマを単一のストリーマにおきかえ、多数の電子なだれは個々の電子なだれではなく、電子、イオン分布を一次元の連続の式で考えた。実際の放電ではストリーマは多数個生じ、半径方向へ拡がり軸対称の放電空間とはなっていない。このように実際の放電とはかなり異なるモデルではあるがストリーマ速度やストリーマ電界については実験で測定された結果とよく一致する結果が得られた。二領域モデルではないが一次元モデルは平等電界下のストリーマシミュレーションでも使用され実験結果とよく一致する結果⁷⁾が得られている。また、長ギャップのコロナ放電のストリーマシミュレーションでも実験結果とよく一致する結

果⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾が得られている。以上のことから一次元モデルでもストリーマシミュレーションが可能であるといえよう。

円筒チャンネルの直径は 0.1 cm の値を使用し実際のストリーマチャンネルよりかなり大である。これは放電空間の多数のストリーマや電子なだれを平均化して一つのチャンネルで表現していること、あるいは光学的に観測されるストリーマチャンネルの周囲には空間電荷層が存在するが、これを含めたチャンネル径を等価的に表していることが考えられる。

実測される正極性ストリーマのチャンネルは正に帯電しているが、今回のモデルではこの正の空間電荷電界は計算では考慮していないにもかかわらず、ストリーマ速度は実測と良く一致した。これはストリーマの伸展ではストリーマ先端部分の高電界領域へのチャンネル部分の寄与が小さく、主として印加外部電界とチャンネル先端部の電荷によって与えられる電界がストリーマの伸展に重要であることを示すものと考えられる。

ストリーマ先端背後の低電界部の中性プラズマに近い不活性領域は無視し、ストリーマ先端の正の空間電荷による高電界部である活性領域のみを考えた。ストリーマ進展条件として Meek, Loeb モデルのような簡単な条件を使用したモデルでも正極性ストリーマの進展を解析できることがわかった。しかし、不活性領域の物理量も放電現象の解析に重要と考えられる。特に電界は長ギャップ放電の解析に不可欠である⁽²⁷⁾。

そこで、不活性領域の電界をストリーマ中で一様であると仮定して、ギャップに印加した電圧とストリーマ先端電位の差をストリーマ長でわった値をストリーマ電界として求めた。図 9 は半球棒電極の半径が 0.1 cm で印加電圧が 16 kV の場合のストリーマ電界の時間変化を示したものである。ストリーマが伸びだす初期に破線のような電界振動が生じている。これは解

図 9 ストリーマ中の電界変化 (半球棒半径 0.05 cm)

Fig. 9. Electric field in streamer channel (radius of semi-sphere 0.05 cm).

析モデル、および数値計算に起因するものである。電界はストリーマが伸びるに伴って徐々に低下するが、約 4-5 kV/cm である。この値は多数の研究者によって実験的に求められている値とよく一致している。

本論文のモデルはストリーマチャンネルを無視した簡単な二領域モデルであり電界計算が容易である。本論文以外にもチャンネル部の空間電荷を無視したモデルでシミュレーションに成功している例⁽¹⁰⁾もあり、簡単な単一ストリーマ円筒一次元モデルはストリーマ伸展特性のシミュレーションに有効であることがわかる。

6. ま と め

棒-平板電極の不平等電界中の大気圧、正極性ストリーマのシミュレーションを行った結果、次のことが明らかになった。

(1) Meek 氏や Loeb 氏らのストリーマ転換条件を使用した簡単なモデルである 2 領域モデルでも、ストリーマ進展については実験結果と良く一致するシミュレーション結果が得られる。

(2) ストリーマの正の空間電荷によってストリーマ先端部分に 100 kV/cm 前後の高電界が生じ、電離増倍が活発である。

(3) ストリーマ先端と陽極間の電離が不活発な領域は数 kV/cm の低電界となっている。ストリーマが伸びるとともにこの電界が低下する。

(4) ストリーマ先端の正味の荷電粒子密度は 10^{12} - 10^{13} 個/cm³ である。負イオン密度は正味の荷電粒子密度と同程度であるが、電子、正イオン密度はこれより 1 けた高くなっている。しかし、高々 10^{14} 個/cm³ 程度である。

(5) ギャップ長が同じでも棒電極の直径が大になって高電界領域がギャップ中にひろがるとストリーマ速度は大になり、先端の正味の荷電粒子密度も大になる。

今回の計算で使用したモデルではストリーマ中の物理量(電子、正イオン、負イオン密度など)の時間変化を求めることができない。これらを求めるには平等電界のシミュレーションと同じく連続の式をギャップ全体に適用する必要がある。

本研究の計算は東京大学大形計算機センターにて行った。関係各位に感謝する。

(昭和 60 年 8 月 28 日受付, 同 61 年 8 月 26 日再受付)

文 献

- (1) H. Raether: "Electron avalanches and breakdown in gases", Butterworths, London, (1964)

- (2) J.M. Meek: "A Theory of Spark Discharge", *Phys. Rev.*, 57, p. 722 (1940)
- (3) L.B. Loeb: "The threshold of spark development by streamer mechanism in uniform field", *ibid.*, 74, p. 210 (1948)
- (4) L.E. Kline: "Calculation of discharge initiation in over-volted parallel-plane gaps", *J. Appl. Phys.*, 45, p. 2046 (1974)
- (5) L.E. Kline: "Effect of negative ions on current growth and ionizing wave propagation in air", *ibid.*, 46, p. 1994 (1975)
- (6) L.E. Kline & H.G. Siambis: "Computer simulation of electrical breakdown in gases: avalanche and streamer formation", *Phys. Rev. A*, 5, p. 794 (1972)
- (7) K. Yoshida & H. Tagashira: "Computer simulation of a nitrogen discharge at high overvoltages", *J. Phys. D*, 9, p. 491 (1976)
- (8) K. Yoshida & H. Tagashira: "Computer simulation of nitrogen discharge considering the radial electron drift", *ibid.*, 9, p. 485 (1976)
- (9) K. Yoshida, et al.: "Computer simulation of axially symmetric narrow discharge at high overvoltage", *ibid.*, 12, PL3 (1979)
- (10) I. Gallimberti: "A computer model for streamer propagation", *J. Phys. D*, 5, p. 2179 (1972)
- (11) E. Nasser, et al.: "Mathematical-physical model of the streamer in nonuniform fields", *J. Appl. Phys.*, 45, p. 3396 (1974)
- (12) E. Marode: "The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and plane. II Theoretical Computer Simulation of streamer track", *J. Appl. Phys.*, 46, p. 2016 (1975)
- (13) G.A. Dawson & W.P. Winn: "A model for streamer propagation", *Z. Phys.*, 183, p. 159 (1965)
- (14) 電気学会技術報告: 気体放電シミュレーション技法 (昭 57)
- (15) A.L. Ward: "Calculation of electrical breakdown in air at near-atmospheric pressure", *Phys. Rev.*, 138, p. 1357 (1965)
- (16) A.L. Ward: "Calculation of midgap breakdown in gases", *J. Appl. Phys.*, 36, p. 254. (1965)
- (17) A.J. Davies, et al.: "Computer simulation of rapidly developing gaseous discharges", *Proc. Instn. Elect. Engrs.*, Vol. p. 8 16 (1972)
- (18) W. Reininghaus: "Calculation of streamers in gaseous discharges", *ibid.*, 6, p. 1486 (1973)
- (19) A.J. Davies, et al.: "Computation of ionization growth at high current densities", *ibid.*, Vol. 122, p. 765 (1975)
- (20) M.A. Harrison & R. Geballe: "Simultaneous Measurement of Ionization and Attachment Coefficients", *Phys. Rev.*, 91, p. 1 (1953)
- (21) S.C. Brown: "Basic Cata of Plasma Physics", MIT Press, (1967)
- (22) G.W. Penny & G.T. Hummert: "Photoionization measurement in air, oxygen, nitrogen", *J. Appl. Phys.*, 41, p. 572 (1970)
- (23) 電気学会: 放電ハンドブック (昭 49)
- (24) 吉田・田頭: 「空間電荷効果を考慮した気体絶縁破壊のシミュレーション」電気学会放電研資 ED-73-25 (昭 48)
- (25) T. Suzuki: "Transition from the primary streamer to the arc in positive point-to-plane corona", *J. Appl. Phys.*, Vol. 42, p. 3766 (1971)
- (26) 山本, 他: 「正極性雷インパルス電圧印加による気中ギャップのコロナ放電進展過程と空間電荷」, 電学論 A, 102, 389 (昭 57-7)
- (27) W. Mosch & E. Lemke: "Ein Modell zum Durchschlagprozess langer Luftfundenstrecken", *ETZ-A*, 95, p. 256 (1974)
- (28) 加藤, 河野: 「気中正極性ストリーマの解析」, 電気学会放電研究会資料 ED-76-3, (1976)