

## 유체법을 이용한 코로나 방전의 1차원 수치해석

### 1-Dimensional Simulation of the Corona Discharge using Fluid Method

李鎔臣 기아자동차 중앙기술연구소

沈在鶴 한양대학교 공대 전기공학과

高光哲 한양대학교 공대 전기공학과

姜衡富 한양대학교 공대 전기공학과

Yong-Sin Lee Kia Motors R&D Center

Jae-Hak Shim Dept. of Electrical Eng. Hanyang University

Kwang-Cheol Ko Dept. of Electrical Eng. Hanyang University

Hyung-Boo Kang Dept. of Electrical Eng. Hanyang University

#### Abstract

It is likely that the corona discharge appears due to the motion and the multiplication of electron and ion under the nonuniform electric field. Because the motion and the multiplication of electron and ion are the function of electric field, for the simulation of the corona discharge, we have to calculate the electric field, before the calculation of the motion and the multiplication of electron and ion. In this paper, the electric field is calculated on the assumption that the gap between a hyperboloidal needle and a plane is 1-dimension, and the motion and the multiplication of electron and ion are determined by Flux-Corrected Transport method. For this purpose, we solve the electron and ion continuity equation together with Poisson equation. We calculated the current density and the electron and ion density distributions between electrodes as well as electric field distortion due to the space charge assuming that the discharge channel radius is 100 $\mu$ m. In this simulation, it is found that the current density has one peak as observed by experiment, and electric field distortion is important to the formation and the stability of the corona discharge.

#### 1. 서론

코로나 방전은 전계의 불평등이 심한 곳에서 일어나는 방전 현상을 일컫는 것으로서, 전극 사이에 위치한 전자·이온 등 하전입자의 운동에 의해 발생한다고 생각된다[1]. Printer, Electrophotography, Display, Electrostatic Precipitator 등 코로나 방전을 이용하는 분야가 급속도로 발전하고 있는 반면에 송전, 통신분야에서는 이를 억제하기 위한 여러 가지 방안이 제시되고 있다. 이 두 분야 모두 코로나 방전 mechanism에 대한 올바른 이해가 필요하다.

현재까지는 코로나에 대한 연구는 실험에 의해서 많이 이루어져 왔으나 다양한 해석모델에 대한 실험은 한계가 있으며, 수치해석에 의한 연구가 필요하다. 지금까지 수행된 코로나 방전의 수치해석[2][3]에 관한 연구는 특정한 해석모델에 국한하여 행해진 것이다. 어떤 현상을 설명하는 이론을 규명하는 좋은 방법중 하나가 수치해석이며, 코로나 방전에 대한 많은 이론이 완전히 규명되지 못하였으므로 수치해석에 의한 검증도 필요할 것으로 생각된다.

본 연구에서는 유체법을 사용하여 코로나 방전의 과도특성을 해석한다. 해석 모델을 1차원으로 간략화하여 코로나 방전이 진행함에 따라 전극간 전자 및 이온의 밀도분포를 구하였고, 공간전하에 의한 전계분포의 변화를 구하여 공간전하가 코

로나 방전에 미치는 영향을 분석하였다. N<sub>2</sub>가스에 대한 수송계수를 선형화하여 이용하였으며, 이온에 의한 음극전자방출과 광전리를 계산에 고려하였다. 전자와 이온의 연속식은 FCT(Flux Corrected Transport)법[4]으로 이산화하여 수치해석상의 계산오차를 최소화 하였다.

#### 2. 연속방정식의 해법을 이용한 코로나 방전의 수치해석

##### 2.1. 방전에 대한 지배 방정식

어떤 위치  $x$ , 시간  $t$ 에서 전자밀도를  $n_e(x, t)$  라고 할 때,  $x$ 와  $x + dx$  사이에 단위시간당 존재하는 전자밀도는  $x$ 와  $x + dx$ 에서의 속도차에 의해 표현할 수 있고,  $x$ 와  $x + dx$  사이에서  $\alpha$  작용에 의하여 단위시간당 새로 생성되는 전자의 밀도를 고려하면  $x$ 와  $x + dx$  사이에서 전자밀도의 변화에 의한 단위시간당 전자밀도의 증가량과 같고 여기에 전자에 대한 source항을 더하고, 전자의 확산을 고려하면

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{\partial n_e W_e}{\partial x} + n_e \alpha |W_e| + S + \frac{\partial^2(Dn_e)}{\partial x^2} \quad (1)$$

이 된다.

정이온의 경우는 확산의 영향을 무시할 수 있으므로, 식(1)에서 확산항을 제외시켜 나타내면

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = \frac{\partial n_+ W_+}{\partial x} + n_e \alpha |W_e| + S \quad (2)$$

가 된다.

단,  $n_e$ : 전자밀도,  $n_+$ : 정이온 밀도,  $W_e$ : 전자의 이동속도,  $W_+$ : 정이온의 이동속도,  $\alpha$ : 전자의 충돌전리계수,  $D$ : 전자의 확산계수이며,  $S$ 는 source항으로서 광에 의한 전리와 정이온 또는 광자가 음극면과 충돌하여 음극면에서 전자가 방출되는  $\gamma_i$ ,  $\gamma_b$  작용 등이 포함된다.

SF<sub>6</sub>, O<sub>2</sub> 등과 같은 부성기체에서는 부착과 재결합등 전자와 정이온의 sink항(음이온의 source항)도 포함되므로, 부착과 재결합을 고려하여야 하나 본 연구에서는 질소를 중성기체로 사용하여 이를 고려하지 않았다.

여기에 다음과 같이 표시되는 Poisson방정식을 함께 풀어 전극사이에서 전자와 이온의 이동 및 증감에 의한 방전현상을 해석하였다.

$$\nabla^2 V = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_e - n_-) \quad (3)$$

## 2.2. NUMERICAL METHOD

### (1) 연속방정식의 수치해법

앞에 기술한 연속방정식은 쌍곡선 편미분 방정식의 형태를 가지며, 이를 해석하는 방법에 따라 결과가 크게 달라진다. 이 방정식을 푸는 방법에는 특성곡선법, 유한요소법, 유한차분법 등이 있다. 본 연구에서는 first-order difference scheme과 higher-order scheme을 모두 사용하여 해를 구한 후 양자를 적당히 혼합하여 해를 결정하는 형태를 갖는 유한차분법의 한 형태이며 높은 정밀도를 가지면서도 계산을 간단히 할 수 있는 FCT법[5]을 사용하여 방정식의 해를 구하였다.

FCT법을 사용하여 식(1)과 식(2)를 이산화하면 식(10)~식(14)와 같다. 철자의  $i$ 는 grid point를  $j$ 는 time step을 나타낸다.

#### 1) transport와 diffusion항의 계산

$$\bar{n}_i^{j+1} = n_i^j - [\epsilon_{i+1/2}(n_{i+1}^j + n_i^j) - \epsilon_{i-1/2}(n_i^j + n_{i-1}^j)]/2 + [\mu_{i+1/2}(n_{i+1}^j - n_i^j) - \mu_{i-1/2}(n_i^j - n_{i-1}^j)] \quad (10)$$

여기서,  $\epsilon_{i+1/2} = W_{i+1/2} \frac{\Delta t}{\Delta x}$  이며  $W_{i+1/2}$ 는 해석영역의 분할점  $i$ 와  $i+1$ 의 속도를 평균한 값이다.  $\mu_{i+1/2} = 1/6 + \epsilon_{i+1/2}^2/3$ 로 정의된다.

#### 2) raw antidiffusive flux의 계산

$$\phi_{i+1/2} = \mu_{i+1/2} [ \bar{n}_{i+1}^{j+1} - \bar{n}_i^{j+1} + (-n_{i+2}^j + 3n_{i+1}^j - 3n_i^j + n_{i-1}^j)/6 ] \quad (11)$$

단,  $\mu_{i+1/2} = (1 - \epsilon_{i+1/2}^2)/6$ 이다.

#### 3) antidiffusive flux의 보정

$$\bar{\phi}_{i+1/2} = S \cdot \max \{ 0, \min [ S \cdot (\bar{n}_{i+2}^{j+1} - \bar{n}_{i+1}^{j+1}), |\phi_{i+1/2}|, S \cdot (\bar{n}_i^{j+1} - \bar{n}_{i-1}^{j+1}) ] \} \quad (12)$$

단,  $|S| = 1$  이고  $S = \text{sign}(\bar{n}_{i+1}^{j+1} - \bar{n}_i^{j+1})$ 이다.

#### 4) 해의 결정

$$n_i^{j+1} = \bar{n}_i^{j+1} - \bar{\phi}_{i+1/2} + \bar{\phi}_{i-1/2} \quad (13)$$

가  $t + \Delta t$ 에서 구하려는 해이다. 여기에 antidiffusive flux 보정을 더욱 효과적으로 할 수 있는 알고리즘[6]을 첨가하여 이를 식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\bar{\phi}_{i+1/2} = 0$$

$$\text{if } \phi_{i+1/2} (\bar{n}_{i+1}^{j+1} - \bar{n}_i^{j+1}) < 0$$

$$\text{and either } \phi_{i+1/2} (\bar{n}_{i+2}^{j+1} - \bar{n}_{i+1}^{j+1}) < 0 \quad (14)$$

$$\text{or } \phi_{i+1/2} (\bar{n}_i^{j+1} - \bar{n}_{i-1}^{j+1}) < 0$$

### (2) 전리항의 수치해법

충돌 전리항은 심한 구배를 가지므로 second order scheme을 사용하였다.

$$\Delta n_i^{j+1/2} = \alpha |v_d| n_i^j \Delta t / 2$$

$$n_i^{j+1/2} = \frac{n_i^j + n_i^{j+1/2}}{2} + \Delta n_i^{j+1/2} \quad (15)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \alpha |v_d| n_i^{j+1/2}$$

### (3) Poisson방정식의 해법

전극 사이의 초기전계는 식(16)을 이용하여 구하였다[7].

$$E_L(z) = \frac{2Vd}{\ln(4d/r_c)[d(2z+r_c) - z^2]} \quad (16)$$

단,  $E_L$ : Laplacian field,  $V$ : 인가전압,  $r_c$ : needle tip radius Poisson방정식의 해법[8]은 다음과 같다. 전극간 거리  $d$ 를  $m$ 개로 분할하면  $k$ 번째 cell의 전계 변화량은 cell내의 전하량에 의존한다.

$$\Delta E_k = (Q_{k+} - Q_{k-})/\epsilon_0 \quad (17)$$

단,  $\epsilon_0$ : 진공의 유전율,  $Q_{k+}$ :  $k$ 번째 cell내의 이온이 갖는 전하량,  $Q_{k-}$ :  $k$ 번째 cell내의 전자가 갖는 전하량이다. 인접한 cell 사이에는 공간전하에 의한 전계에 다음과 같은 관계가 있다.

$$E_k = E_{k-1} + \frac{1}{2}(\Delta E_{k-1} + \Delta E_k) \quad 1 \leq k \leq m \quad (18)$$

$$E_1 = E_c + \Delta E_1 / 2$$

여기서,  $E_c$ 는 음극위의 전계를 나타낸다. 전극 사이의 공간전하에 의한 전계를 모든 cell에 대해 적분하면 0이 되어야 하므로  $\sum_{k=1}^m E_k \Delta z = 0$ 의 관계가 있다. 따라서 식(16)과 식(17)을 여기에 대입하면 식(19)를 얻는다.

$$E_c = -\frac{1}{m \Delta z} \left[ \sum_{k=1}^m \{ \Delta z + (m-k+0.5) \Delta E_k \} \right] \quad (19)$$

식(16), (17), (18)을 사용하여 공간전하에 의한 전계를 계산한 후 Laplacian 전계와 더하면 전극 사이의 총 전계를 구할 수 있다.

### (4) 전류밀도의 계산

전극사이를 흐르는 전류밀도의 해는 식(20)을 이용하여 구한다[9].

$$J = \frac{e}{V} \int_0^d [n_+ W_+ - n_e W_e] E_L dz \quad (20)$$

단,  $e$ : 단위 전하량,  $V$ : 인가전압,  $d$ : 전극간 거리

## 2.3. 해석모델 및 transport coefficients

해석모델은 그림 1과 같은 구조를 갖는 전극을 가정하였고, 두 전극 사이의 공간을 1차원으로 가정하여 해석하였다. 기체는 대기압의 N<sub>2</sub>가스, 인가전압은 -7500[V]로 하여 해석하였다. N<sub>2</sub>가스에서 전자와 이온의 수송계수는 다음과 같이 선형화하여 계산을 간략화 하였다[10].

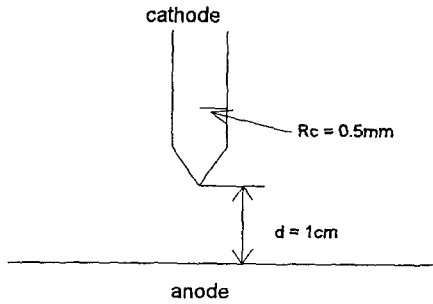


그림 1 해석모델  
Fig. 1. Analysis model

$$a/p = 5.7 \exp(-260/(E/p)) E/p < 100 \text{ [V/(cm} \cdot \text{Torr)]} \quad (21)$$

$$12 \exp(-335/(E/p)) E/p > 100 \text{ [V/(cm} \cdot \text{Torr)]}$$

$$W_e = 2.9 \times 10^5 E/p \text{ [cm/s]} \quad (22)$$

$$W_i = 2 \times 10^3 (1 - 4 \times 10^{-3} E/p) E/p \text{ [cm/s]} \quad E/p < 80 \quad (23)$$

$$1.25 \times 10^4 \sqrt{E/p} - 2.4/(E/p) \text{ [cm/s]} \quad E/p > 80$$

확산은 전자만을 고려하였으며 모든 E/p에서 확산계수가 1800[m<sup>2</sup>/s]로 일정하다고 가정하였다[3]. source항은 γ<sub>i</sub>작용과 광에 의한 기체의 전리(photoionization)를 고려하였다. 이온이 음극면과 충돌하면 모두 전극에 흡수되는 것으로 가정하였고 γ<sub>i</sub>계수는 0.01로 하였으며[2], 광전리 계수는 일차전리에 대한 함수로 나타내어[11] 일차전리의 공간적 분포를 사용하면 광전리를 계산할 수 있고 이를 표현하면 다음과 같다.

$$P(x) = \int_0^d \phi(Nx) N \Omega(x) a n_e v_d dx \quad (24)$$

단, P(x): x점에서 광전리에 의해 발생된 이온-전자쌍 밀도, φ = θ/aNΩ는 실험적으로 구한 광전리 계수, N: 기체의 밀도이며, Ω는 광이 발생한 지점과 광에 의해 전리가 일어난다고 생각한 지점 사이의 입체각(2π(1-x√(r<sub>d</sub><sup>2</sup>+x<sup>2</sup>)))이고 r<sub>d</sub>는 방전채널의 반경을 나타내며 100[μm]로 하였다[12].

### 3. 해석결과 및 고찰

그림 2는 -7500[V]를 전극에 인가시의 전류밀도에 대한 시간적 변화로 전압을 인가한 직후부터 약 160[ns]까지는 전류밀도가 거의 0에 가깝다. 이후에는 약간씩 증가하여 253[ns]에서 작은 peak가 발생한 후 266[ns]에서 주peak가 발생하며, 시간이 더욱 경과하면 일정한 값으로 안정하게 된다. 이것은 펄스 형태의 전류가 흐른 후 안정하여 암류가 흐르는 코로나 방전에 대한 여러 실험 결과와 잘 일치함을 볼 수 있다.

본 연구에서는 전류밀도를 공간에 분포된 전자와 이온의 밀도 및 이동속도에 의해 계산하였고, 전자와 이온의 밀도 및 이동속도는 전계에 의해서만 변화한다고 가정하였으므로, 공간

에 따라 전자와 이온의 밀도 및 전계의 크기를 계산하면 코로나 방전의 진전 상황을 파악할 수 있을 것으로 생각된다.

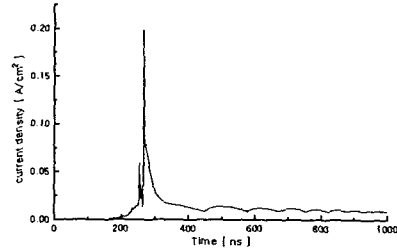


그림 2 -7500[V]인가시 전극간 전류밀도

Fig. 2 Current density between electrodes at V=-7500[V]  
그림 2에서 전압인가시 부터 방전이 안정해질 때 까지 전류밀도의 크기에 따라 4부분으로 나누고 각 부분에서의 특성을 고찰함으로써 코로나 방전의 과도특성을 이해하고자 한다.

#### 1) 방전 개시전 단계 (0[ns] ≤ t < 150[ns])

그림 3(a), (b)는 전압을 인가한 직후부터 150[ns]까지 전극 사이의 전자 및 이온밀도를 나타낸 것이다.

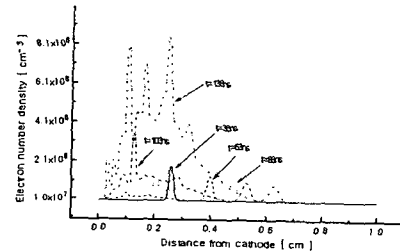


그림 3(a) 전극간 전자밀도분포(t=36, 63, 88, 103, 138[ns])

Fig. 3(a) Electron density distribution between electrodes

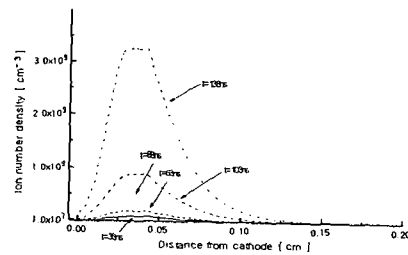


그림 3(b) 전극간 이온밀도분포(t=36, 63, 88, 103, 138[ns])

Fig. 3(b) Ion density distribution between electrodes

본 연구에서는 전자와 중성기체의 충돌전리는 전자와 이온이 하나씩만 발생한다고 가정하였다. 그림 3(b)에서와 같이 이온의 밀도가 음극에서 0.04[cm] 부근에서 가장 크며, 이부분에서 전리반응이 가장 활발히 일어날을 알 수 있다. 전자는 이동속도가 크므로 양극쪽으로 빠르게 진전하며 그림 3(a)와 같이 0.05~0.4[cm]공간에 넓게 분포한다.

이 때의 전계분포를 보면 공간전하가 초기전계를 왜곡시킬 만큼 증가하지 못하여 전계는 거의 변하지 않았음을 알 수 있다.

2) 방전개시 단계 ( 150[ns] < t < 250[ns] )

그림 4에서는 공간전하에 의한 전계의 왜곡이 나타나기 시작한다. 0.03[cm]부근에서 이온밀도가 주변의 전자밀도보다 훨씬 크므로 이온과 침전극에 의한 전계가 초기전계와 합쳐져서 전계가 강해진다.

0.02[cm]부터 0.3[cm]사이의 공간에서는 0.03[cm]부근의 이온과 0.1[cm]이후에 분포되어 있는 전자에 의한 전계가 초기전계와 반대방향으로 생성되어 전계가 약해진다.

0.3[cm]이후의 공간에서는 0.1[cm]이후에 분포되어 있는 전자에 의해 침전극 부근의 이온의 전하가 차폐되어 평판전극(+극)에 영향을 미치지 못하고, 전자의 음전하에 의한 영향으로 침전극(-극)이 평판전극쪽으로 가까워진 것 같은 효과를 주게 되어 전계가 약간 상승한다.

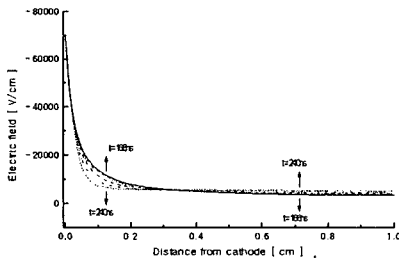


그림 4 전극간 전계분포( $t=166, 184, 201, 126, 131, 240[ns]$ )

Fig. 4 Electric field distribution between electrodes

전류밀도는 전자·이온의 밀도와 이동속도에 의해서만 영향을 받는데, 0.03[cm]에서 0.3[cm]사이의 전계가 공간전하에 의해 약해져서 전자와 이온의 이동속도가 현저히 줄어든다. 그러나 음극에서 0.3[cm]사이의 전계는 강해졌으므로 이 부분에서 증가하는 전자와 이온의 밀도가 줄어든 이동속도보다 영향이 커서 전류밀도는 계속 증가하는 것으로 보인다. 또한 양극쪽의 전계상승으로 인한 전자의 이동속도 증가도 무시할 수 없는 영향을 주는 것으로 생각된다.

본 연구에서는 공간전하로서 영향을 미치기 시작하는 전자·이온의 밀도가 약  $10^{10}/\text{cm}^3$  정도로 나타났다.

3) 코로나 펄스 형성 단계 ( 250[ns] < t < 270[ns] )

그림 5(b)에서 보는 바와 같이 음극에서 0.01[cm]에서 0.02[cm] 사이의 공간에서 이온밀도가 peak를 이루고 있다. 이는 이 부분에서 활발한 전리가 일어나고, 이온의 작은 이동속도 때문에 이온이 이 부분에 계속 쌓이기 때문에 발생하는 현상으로 풀이된다. 전자 밀도분포는 255[ns]에서 peak를 이루며

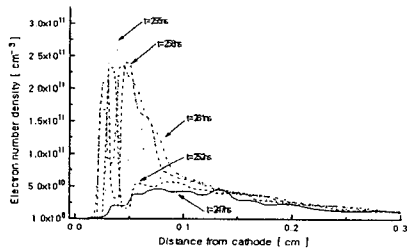


그림 5(a) 전극간 전자밀도분포( $t=247, 252, 255, 258, 261[ns]$ )

Fig. 5(a) Electron density distribution between electrodes

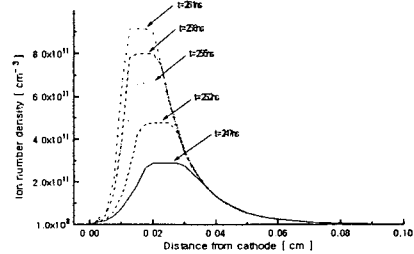


그림 5(b) 전극간 이온밀도분포( $t=247, 252, 255, 258, 261[ns]$ )

Fig. 5(b) Ion density distribution between electrodes

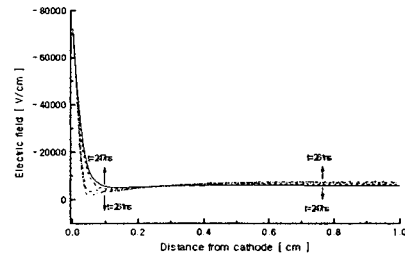


그림 5(c) 전극간 전계분포( $t=247, 252, 255, 258, 261[ns]$ )

Fig. 5(c) Electric field distribution between electrodes 시간이 경과되면 약간씩 작아지는 결과를 나타내는데, 이는 전계가 서서히 약화되어 전리반응으로 인해 발생하는 전자의 수가 양극쪽으로 이동하는 전자의 수에 미치지 못하기 때문으로 생각된다. 261[ns]일 때에는 0.05[cm] 부근의 전계가 거의 0에 가깝게 약화되는데, 음극쪽에서 이동해 온 전자가 시간이 흐를수록 약해지는 전계의 영향으로 여기에 축적되기 때문이다. 이 때까지는 이온밀도의 peak가 전자밀도의 peak보다 음극쪽에 가까운 곳에 형성되어 음극쪽의 전계는 계속 강해진다.

시간이 더욱 경과하면 음극부근에서의 전리반응이 매우 급격하게 나타난다. 음극에서부터 0.02[cm]까지의 공간에서만 전리가 발생할 만큼 큰 전계가 존재하고 대부분의 다른 공간에서는 전계가 약하여 전리가 활발하지 않기 때문에, 263[ns]~265[ns]때의 전리는 0.01[cm]에서 0.02[cm]사이에서 대부분 발생하고 있다. 그러나 266[ns]가 되면 음극면과 바로 인접한 곳의 전자 및 이온 밀도가 급증하는데, 이는 바로 이전의 전리반응에 의해 음극면에 인접한 곳에서 발생하는 이차전리가 우세하기 때문으로 생각된다.

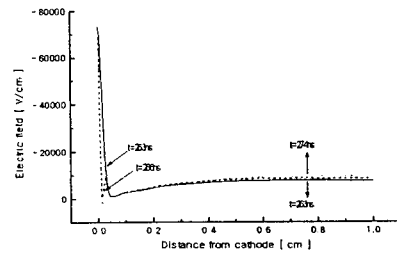


그림 6 전극간 전계분포( $t=263, 265, 266, 268, 271, 274[ns]$ )

Fig. 6 Electric field distribution between electrodes

이차전리에 의해 발생한 전자가 다시 전리를 일으키고, 이 때 발생한 이온이 다시 이차전리를 일으키는 작용이 반복되어 음극면 부근에서 전자와 이온밀도가 급격히 증가하는 것으로 생각된다. 이렇게 증가된 전자밀도가 0.01[cm]부근에서는 이온 밀도보다 작지만 인접한 0.02[cm]에서는 오히려 커서 같이 0.02[cm]부근에서는 전계가 상승한다.

이후에는 음극부근에서도 전자의 밀도가 이온의 밀도와 같거나 오히려 커지게 되므로 음극면의 전계도 작게 되어 전류밀도가 작아지게 된다.

#### 4) 방전의 안정 단계 ( $t > 270$ [ns] )

그림 7(b)와 같이 시간이 경과됨에 따라 이온밀도는 줄어드는데 반하여 전자밀도는 거의 일정한 값을 가진다(그림 7(a)). 이는 이온이 음극쪽으로 이동하여 이차전리에 의해 전자를 발생시키지만 전극부근의 전계가 계속 약화되기 때문에 전리반응이 전자의 이동에 의한 감소를 따라가지 못하기 때문으로 생각된다.

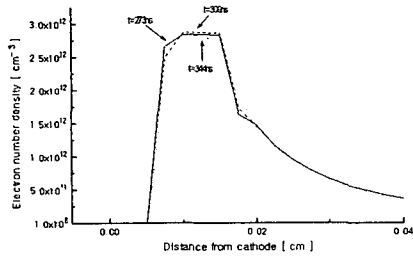


그림 7(a) 전극간 전자밀도분포( $t=273, 309, 344$ [ns])

Fig. 7(a) Electron density distribution between electrodes

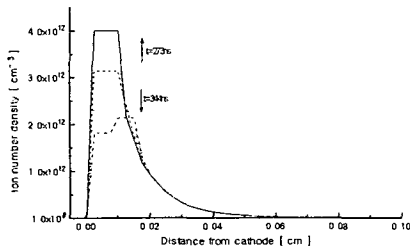


그림 7(b) 전극간 이온밀도분포( $t=273, 288, 309, 344$ [ns])

Fig. 7(b) Ion density distribution between electrodes

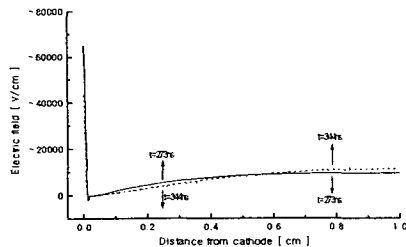


그림 7(c) 전극간 전계분포( $t=273, 297, 344$ [ns])

Fig. 7(c) Electric field distribution between electrodes  
270[ns]이후의 전류밀도는 약간의 증감을 계속하다가 일정

한 값으로 안정하게 된다. 음극과 가까운 영역의 전자는 그 부분에 정지해 있고, 음극과 가까운 이온은 음극쪽으로 서서히 이동하여 전자를 발생시켜 전계가 강해진다. 전계가 강해지면 전리반응이 활발해져서 증가한 공간전하에 의해 다시 전계가 약해지는 것을 되풀이 한다.

이후에는 이런 과정을 반복하여 일정한 전류밀도 값으로 수렴하는 것으로 생각된다.

#### 4. 결론

실제적인 코로나 방전의 해석을 위해 침대평판 전극을 모델로 하고, 전자의 일차충돌전리, 광전리, 이온의 이차전리를 고려하여 계산하여 다음과 같은 결과를 얻었다.

본 연구에 사용한 전극구조에서 초기전계를 왜곡시키는데 필요한 공간전하밀도는 약  $10^{10}/\text{cm}^3$ 이었다. 전극 사이를 흐르는 전류밀도를 계산하였으며, 초기에는 전류밀도가 증가하다가 공간전하의 영향이 커지면 감소하여 1개의 peak가 형성되며 이후에는 일정한 값으로 안정됨을 알 수 있었다. 또한 방전 초기부터 안정될 때 까지의 전계분포와 전자 및 이온의 밀도분포를 계산하였으며 이들의 변화가 방전이 진행함에 따라 변화하는 과정을 구하였다.

본 연구에서 구한 공간전하밀도 분포와 공간전하의 거동, 전계의 변화 등을 3차원으로 확장하면 집진기, printer등 코로나 방전을 이용하는 기기의 설계에 응용할 수 있을 것이다. 실제 응용에는 전극 구조의 영향, 전극재료의 영향, 전극내 가스 종류의 영향, 인가 전압의 극성·크기에 의한 영향 등이 중요한 요인이 되므로 수치해석시에도 이를 고려해야 보다 정확한 해석이 될 것이다.

#### 참고문헌

- [1] L.B. Loeb, *Electrical Coronas*, Univ. of Calif. Press, Berkeley, 1965
- [2] R. Morrow, *Phys. Rev. A*, Vol.32, pp.1799-1809, 1985
- [3] S.K. Dhali, *J. Appl. Phys.*, Vol.62, pp.4696-4707, 1987
- [4] D.L. Book et al., *J. Comput. Phys.*, Vol.18, pp.248-283,1975
- [5] D.L. Book et al., *J. Comput. Phys.*, Vol.20, pp. 397-431, 1976
- [6] S.T. Zalesak, *J. Comput. Phys.*, Vol.31, pp.335-362, 1979
- [7] W.L. Lama et al., *J. Appl. Phys.*, Vol.45, pp.103-113, 1974
- [8] L.E. Kline, et al., *Phys. Rev. A*, Vol.5, pp.794-805, 1972
- [9] N. Sato, *J. Phys. D: Appl. phys.*, Vol.13, pp.L3-L6, 1980
- [10] 放電ハンドブック, 電氣學會 放電ハンドブック 出版委員會編, 1965
- [11] G.W. Penney et al., *J. Appl. Phys.*, Vol.41, pp.572-577,1970
- [12] R. Morrow, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.20, pp.515-524, 1991