

입자법을 이용한 와이어·이온·플라즈마원의 해석

Numerical Analysis of Discharge in Wire Ion Plasma Source

송태헌 한양대학교대학원 전기공학과
고광철* 한양대학교 전자전기공학부
강형부* 한양대학교 전자전기공학부

Tae-Hun Song Hanyang University
Kwang-Cheol Ko Hanyang University
Hyung-Boo Kang Hanyang University

Abstract

Wire Ion Plasma Source (WIPS) is a plasma device which has a thin wire anode, a coaxially-set cylindrical cathode and electrodes located in both ends of the cylinder. The potential between the anode and cathode changes logarithmically by this electrode configuration. This electrode configuration enables high-density plasma to produce even at a low anode voltage. Since the electrode configuration is axially symmetric and long, plasma with axially uniform number density can be produced.

Using particle-in-cell(PIC) and Monte Carlo collision(MCC), we investigate the trajectory of electrons and the characteristics of D.C. discharge in Wire Ion Plasma Source.

1. 서론

고도 정보화 사회의 기반이 되는 반도체 소자의 대용량화·고기능화에 따라 미세 가공에 대한 요구는 점점 커지고 있다. 전자장비와 직접회로 제조를 위한 반도체 프로세싱에 있어서 저압, 저온 플라즈마는 이와 같은 요구에 알맞은 특성을 가지고 있어 스퍼터링, 플라즈마 증착과 같은 여러 가지 필름증착기술과 에칭, 스트리핑과 같은 필름제거기술과 같은 플라즈마 프로세싱이 사용되어지고 있다[1]. 반도체 소자의 집적도가 높아지고, 또한 기판에 주입하는 물질도 복잡해짐에 따라 플라즈마의 특성 평가가 점점 요청되고 있다. 플라즈마 프로세싱에 사용되는 저온 플라즈마는 재료를 이방적으로, 즉 수직으로 에칭하기 때문에 액체 식각재로는 본을 뜰 수 없는 모양을 설계할 수 있으며, 전리에 의해 생긴 전자, 이온 및 이들에 의해 2차적으로 발생한 라디칼, 여기분자, 광자와 같이 화학반응을 일으키는 활성종이 다수 존재하나, 전자만이 높은 에너지를 가지고 있으므로 시스템 전체

는 고온이 되지 않는다. 따라서 유기재료의 가공과 열에 약한 미세가공 분야에도 응용할 수 있다.

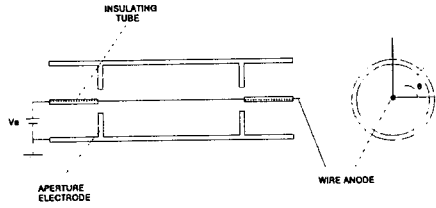
와이어·이온·플라즈마원은 위에서 언급한 플라즈마 프로세싱에 요구되는 특성에 부합되므로 플라즈마 프로세싱 장치로서 각광받고 있다. 따라서 본 논문에서는 와이어·이온·플라즈마원의 방전특성을 입자법과 몬테칼로법을 이용해 시뮬레이션하여 그 특성을 알아본다.

2. 수치 해석방법

2.1 와이어·이온·플라즈마원

와이어·이온·플라즈마원은 플라즈마 프로세싱에 널리 사용되는 기기로써 그림 1과 같이 양극으로는 가느다란 선(細線)을 사용하고, 양극과 동축인 원통형 음극을 가진 플라즈마 발생기이다[2]. 이와 같은 구조에 의해 細線양극과 원통형 음극 사이의 퍼텐셜은 반경에 대해 대수적으로 변화한다[3]. 전자는 반경 방향에 대해 이와 같은 퍼텐셜에 의해 밀폐되며, 또한 구멍(aperture)전극을 설치

하여 축방향의 플라즈마의 확산을 억제할 수 있으므로 비교적 낮은 전압에서 고밀도 플라즈마를 얻을 수 있다.



[그림 1] WIPS의 개략도

2.2 입자법

입자법(Particle-In-Cell method)은 기본적으로 다음과 같은 알고리즘으로 구성되어 있다.

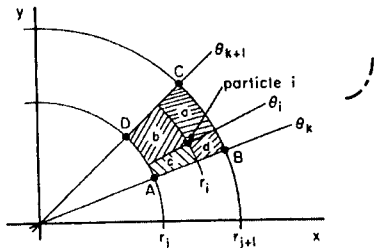
1. 플라즈마를 구성하는 하전입자(전자 및 이온)를 각각에 대해서 운동방정식 $f = ma = q(E + v \times B)$ 를 풀어 이동한 하전입자의 요소전하를 방전 영역에 걸쳐 전하밀도로 준다.
2. 이 전하밀도를 사용해 맥스웰 방정식을 풀어 전계 및 자계를 구한다.
3. 이 전계 및 자계를 사용해 다시 운동방정식을 풀어 하전입자를 이동시킨다.

초기치로 초기전자는 열속도 2eV를 갖는 500개를 가정하며 입자의 위치는 공간적으로 균일하게 분포한다고 가정한다. 전계의 초기치로 처음에는 공간전하가 없는 것으로 대수 퍼텐셜을 가정한다

이와 같은 입자법은 비교적 충돌 빈도가 작은 플라즈마에 대해 유효한 방법이다. 그러나 본 연구에서는 몬테칼로법(Monte-Carlo Collision method)을 이용해 입자간의 충돌을 고려한다[4].

2.2.1 가중치 계산

2차원 $r-\theta$ 원통좌표계에서의 면적에 따른 가중치를 주는 방법은 다음과 같다[5].



[그림 2] 가중치 계산

전하량 q_i 의 입자가 그림 2에서처럼 (r_i, θ_i) 에 있다고 하자. 이 때 입자는 한 cell정도의 크기를 갖는 finite-size-particle로 생각한다. 그러면 점 $A(r_i, \theta_k)$ 에 할당되는 전하량은 (area a)/(areas $a+b+c+d$)= $f_{i,k}$ 이므로 다음과 같이 된다.

$$Q_A = Q_{i,k} = q_i \frac{(r_{j+1}^2 - r_j^2)(\theta_{k+1} - \theta_k)}{(r_{j+1}^2 - r_j^2)(\theta_{k+1} - \theta_k)} = q_i f_{i,k} \quad (2.1)$$

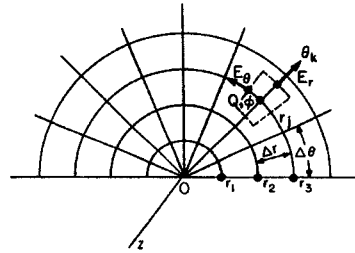
나머지도 같은 방법으로 하면 된다.

2.2.2 전계 계산

전계 및 자계를 계산하기 위해서는 맥스웰 방정식이 필요하나 본 연구에서는 자계의 영향을 무시하므로 푸아송 방정식만으로도 구할 수가 있다.

2차원 $r-\theta$ 좌표계에서 각 양은 그림 3과 같다

그림에서 중심이 (r_j, θ_k) 인 점선으로 둘러싸인 부분에 가우스 법칙을 적용한 후 각 그리드에서의 전하밀도를 대입하면 푸아송 방정식의 차분 방정식을 얻는다. 이 차분방정식을 풀어 각 그리드 점에서의 ϕ 를 구한후 E_r 과 E_θ 를 구한다.



[그림 3] $r-\theta$ 좌표계에서 그리드의 값

2.2.3 운동 방정식 계산

여기서 계산하는 운동방정식은 자계의 영향을 무시하므로 다음과 같이 간단히 표시된다.

$$f = ma = qE \quad (2.2)$$

위 식을 r 방향과 θ 방향으로 나누어 새로운 $V_{r,new}$ 과 $V_{\theta,new}$ 를 구한다. 새로운 $V_{r,new}$, $V_{\theta,new}$ 에서 새 위치 r_{new}, θ_{new} 를 구한다.

2.3 몬테칼로법

2.3.1 충돌의 판정

전자가 시간 간격 Δt 동안에 중성입자와 충돌할 확률은 다음과 같다.

$$P_{collision} = 1 - \exp[-n_{gas} \sigma_{total} v \Delta t] \quad (2.3)$$

이 확률이 균일 난수 R_1 보다 크면 이 때 충돌이 발생한다고 판정한다.

2.3.2 충돌 종류의 판정

는 연구에서는 전자의 탄성 충돌, 전리 충돌과 이온의 charge-exchange 충돌, 이온이 음극에 부딪혀 2차전자를 발생시키는 γ 작용을 고려한다. 이온에 의한 전리는 충돌단면적이 매우 작으므로 고려하지 않는다.

충돌 종류의 판정은 총충돌 단면적과 각 충돌단면적의 비를 균일난수 R_2 와 비교하여 충돌 종류를 판정한다. 이온의 경우는 전하교환충돌만을 고려하므로 충돌 종류의 판정이 필요 없으며 γ 계수는 0.3으로 가정한다[6].

2.3.3 충돌 후 입자의 에너지

탄성 충돌의 경우 전자에 비해 중성입자의 질량이 훨씬 크므로 전자는 에너지 손실은 없으며 단지 산란만 한다.

전리충돌시 충돌후 전자의 에너지는 입사 에너지에서 전리 에너지를 뺀 것이다.

$$E_{scattered, e} + E_{created, e} = E_{incident, e} - E_{ionization} \quad (2.4)$$

산란된 전자의 에너지는 균일 난수 R_3 를 발생시켜 다음과 같이 구한다.

$$E_{scattered, e} = 10 \tan \left[R_3 \tan^{-1} \left(\frac{E_{incident, e} - E_{ionization}}{20} \right) \right] \quad (2.5)$$

그러므로 새로 발생한 전자의 에너지는

$$E_{created, e} = E_{incident, e} - E_{ionization} - E_{scattered, e} \quad (2.6)$$

이 된다.

이온의 음극면 충돌에 의해 발생한 2차전자의 에너지는 0.025eV를 가정한다.

2.3.4 산란각

전자와 충돌시 산란된 전자의 산란각은 균일 난수 R_4 를 발생시켜 다음과 같이 구한다.

$$\cos \theta = \frac{2 + E_{scattered} - 2(1 + E_{scattered})^{R_4}}{E_{scattered}} \quad (2.7)$$

전리 충돌시 새로 발생한 전자의 방향은 등방적이라 가정하여 구한다.

$$\theta = 2\pi R_5 \quad (2.8)$$

이온의 충돌시 이온과 중성입자는 forward momentum을 교환하므로 forward scattering이 된다.

$$\phi = \frac{1}{2} \pi R_6 \quad (2.9)$$

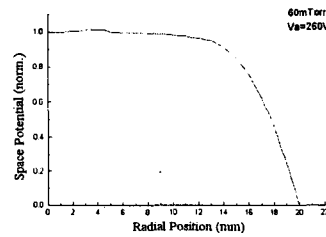
3. 방전 전후의 특성

방전개시전압은 실험에서는 225V이나 계산상으로는 260V가 되었다. 실험값과 계산값의 차이는 계산을 3차원이 아니라 2차원으로 했기 때문에 나타나는 것으로 판단된다. 그림 4은 기압 60mTorr 일 때 방전 후의 퍼텐셜의 반경방향 분포이다. 그

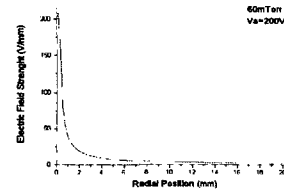
림에서처럼 반경 약 12mm부근까지는 퍼텐셜의 변화가 거의 없는 플라즈마 영역이고 그 이상의 영역은 급격한 음극강하를 보여 주고 있다. 이것으로 이 방전은 글로 방전임을 알 수 있다.

그림 5은 방전 전후의 전계이다. 방전 전에는 양극부근에서, 방전 후에는 음극강하영역에서 전계의 변화가 심함을 알 수 있다.

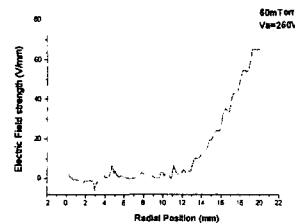
그림 6은 방전 전후의 전자의 궤적으로서 (a)는 방전전으로, 전자는 대수적으로 변화는 퍼텐셜에 의해 원운동을 하면서 충돌을 하며 전계의 변화가 급격한 양극부근에서 큰 운동에너지를 얻어 양극부근에서 주로 전리충돌이 일어난다. (b)는 방전 후의 전자의 궤적으로 음극으로부터 2차 전자방출에 의해 방출된 전자는 직선적으로 전계가 증가하



[그림 4] 방전 후의 퍼텐셜의 반경방향 분포



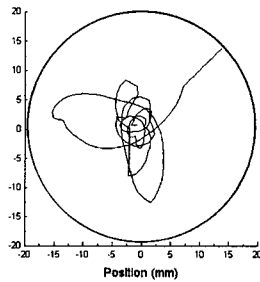
(a) 방전 전의 전계의 반경방향 분포



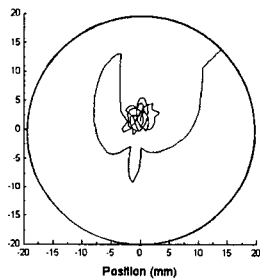
(b) 방전 후의 전계의 반경방향 분포

[그림 5] 방전 전후의 전계의 반경 방향 분포

는 음극강하영역에서 가속되어 주로 양극 부근에서 충돌을 하나 (a)에 비해 그 충돌범위가 넓다.



(a) 방전 전 전자의 궤도



(b) 방전 후 전자의 궤도

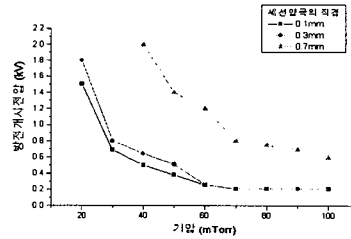
[그림 6] 방전 전후의 전자의 궤도

4. 방전 조건에 따른 특성

그림 7은 세선양극의 직경을 바꿨을 때의 방전개시전압이다. 세선양극의 직경이 0.7mm인 경우 방전개시전압은 0.3mm, 0.1mm인 경우에 비해 매우 높다. 50mTorr 이하의 낮은 기압의 범위에서는 양극직경이 0.1mm와 0.3mm인 경우와 비교하면 방전개시전압에 큰 차이가 있으며 이것은 양극의 직경이 작아짐에 따라 전자의 밀폐효과가 현저하게 증가하기 때문이다.

5. 결론

와이어·이온·플라즈마원의 원통형 동축 전극에 의해 발생한 대수적으로 변화하는 퍼텐셜에 의해 전자의 밀폐가 우수함을 전자의 궤적을 추적함으로써 알았다. 방전 전에는 전자는 강한 전계가 걸리는 양극부근에서 큰 에너지를 받아 주로 양극



[그림 7] 세선양극의 직경에 따른 방전개시전압

부근에서 전리를 일으켜 이온을 발생시킨다. 방전 후의 반경방향의 퍼텐셜은 12mm까지는 퍼텐셜의 변화가 거의 없는 플라즈마 영역이며, 그 이상의 영역은 음극강하영역으로서 이 음극강하의 존재로부터 와이어·이온·플라즈마원의 방전은 글로방전이다. 방전 후, 전자는 이 음극강하영역에서 큰 에너지를 받게 되어 양극부근에서 전리를 일으키나, 전리를 일으키는 영역이 방전 전에 비해 조금 넓게 분포한다.

세선양극의 직경에 따른 방전개시전압은 세선양극의 직경이 작을수록 낮아지며 이것은 세선양극의 직경이 작아짐에 따라 전자의 밀폐효과가 현저하게 증가하기 때문이다.

[참 고 문 헌]

- [1] D. B. Graves, "Plasma Processing", IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 22, p. 31, 1994
- [2] 고 광 철, "와이어·이온·플라즈마원의 개발", 산업과학논문집, vol. 43, p. 51, 1996
- [3] R. H. Hooverman, "Charged Particle Orbits in a Logarithmic Potential", J. Appl. Phys., vol. 34, p. 3505, 1963
- [4] C. K. Birdsall, "Particle-In-Cell Charges - Particle Simulations, Plus Monte Carlo Collision With Neutral Atoms, PIC-MCC", IEEE Tran. Plasma Sci., vol. 19, p. 65, 1991
- [5] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, "Plasma Physics Via Computer Simulation", McGraw-Hill, 1985
- [6] M. Surendra and D. B. Graves, "Particle Simulation of Radio-Frequency Glow Discharges", IEEE Tran. Plasma Sci., vol 19, p. 144, 1991