

플라즈마 잠김 이온 주입에 대한 플라즈마 덮개의 해석

김영권 · 김영삼 · 조대근 · 최은하 · 조광섭

광운대학교, 전자물리학과,
대전입자빔 및 플라즈마 연구실
(1998년 9월 7일 접수)

Sheath analysis for a plasma immersion ion implantation

Young Guon Kim, Young Sam Kim, Dai Geun Joh, Eun Ha Choi and Guangsop Cho

*Charged Particle Beam and Plasma Laboratory, Department of Electrophysics,
Kwangwoon University, Seoul, Korea 139-701
(Received September 7, 1998)*

요 약 - 플라즈마 잠김 이온 주입에서 플라즈마 덮개의 동역학에 대한 모델로부터 시료면에 주입되는 이온 전류밀도의 시간적인 변화를 해석하였다. 시료에 주입되는 이온의 전류밀도는 플라즈마 덮개의 형성이후 특정 시간에 최대값을 갖게되고, 점차 줄어든다. 이러한 이온 주입 전류밀도의 변화를 이온의 충돌, 시료 면의 충전시간, 그리고 시료 면에 인가되는 파형에 대하여 나타내었다.

Abstract - The time variation of an ion current density has been analyzed based on the plasma particle dynamic model for the plasma immersion ion implantation. The implanted ion current density has its maximum value at a particular time after sheath formation, and decays. The influence of the particle collisions, the capacitive time of the substrate, and the pulse formula has been represented on the implanted ion current.

1. 서 론

플라즈마 잠김 이온 주입(Plasma Immersion Ion Implantation; PIII)은 고 에너지의 이온빔을 고체표면에 주입하는 이온 주입 기술이다. 이는 반도체소자제조의 전형적인 공정에 활용될 수 있으며 금속표면의 개조[1]에 활용된다. 특히 최근에 대면적 이온 주입[2]을 위한 새로운 기술로 각광 받고 있다. 기존의 이온 주입기술에서의 이온빔은 수 kV~수백 kV의 전위차로 이온빔을 가속하여 시료에 입사하는 과정에서 직경이 작은 이온빔을 사용함으로써 빔을 조사(scanning) 하거나 시료를 움직여서 주입되는 이온량의 균일도를 유지하도록 하였다. 따라서 이온원의 발생과 관련 광학기술 등으로 인하여 이온주입장치의 복잡한 구조와 고 가격 및 저 전류밀도와 상대적으로 5 kV 이하의 저 에너지 이온 주입기술 등에는 이온빔의 광학기술상 상당한 제약이 있었다. 그러나 PIII에서는 이온원의 발생과 집속 및 빔 조사

(scanning) 등의 이온광학이 생략되며, 단순히 플라즈마 속에 표적시료를 넣고 고전압을 인가하여 이온을 주입하는 기술이다.

시료 면에 음의 고전압 $-V_0$ 를 인가하면, 시료면 부근의 전자는 전자 플라즈마 주파수(ω_{pe})의 주기에 해당하는 시간으로 밀려나서 시료면 부근에 균일한 이온 밀도를 갖는 매트릭스 덮개(matrix sheath)를 형성한다. 이러한 덮개(sheath)의 크기는 가해진 전압의 함수로서 $V_0^{1/2}$ 에 비례한다. 동시에 덮개에 있는 이온들은 이온 플라즈마 주파수(ω_{pi})의 주기 시간대에 시료 면으로 가속된다. 이어서 덮개의 경계는 더 멀어져 가면서 경계 밖의 이온이 점차 시료 면에 도달하면서 동시에 덮개의 크기도 증가한다. 이러한 덮개에 대한 해석적인 연구는 Lieberman [3]과 Scheuer *et al.*[4] 등이 보고하였으며, 전산모사에 의한 연구는 Vahedi *et al.*[5], Steward and Lieberman[6], 그리고 Hahn and Lee[7] 등이 수행하였다.

본 연구에서는 전자와 이온의 개별 입자 운동의 해를

구하여 덮개의 동력학과 시료 표면에 도달하는 이온의 운동을 기술한다. 이러한 방법은 기존의 Lieberman[3] 등의 해석방법과는 달리, 입자의 충돌, 이온 주입을 위한 회로 요소, 그리고 인가 전압의 파형 등의 영향을 연구하는데 용이하다.

2. 기본 가정 및 주요 방정식

이온 주입을 위한 표적시료를 플라즈마 속에 넣고 시료에 음의 전압을 인가하면 전자는 급속히 움직여서 시료로부터 멀어지고 이온이 남게되어 덮개를 형성한다. 동시에 이온이 서서히 시료로 가속되어 시료에 주입된다. 이러한 이온주입의 현상에 대한 기본구조를 이해하고, 또한 시료에 인가되는 전압 및 관련된 회로와 인가 전압의 파형 등이 이온주입에 미치는 영향을 분석하기 위하여 전자와 이온의 운동을 기술한다. 즉 전자와 이온의 거동에 의한 덮개 및 이온주입의 기본현상을 조사한다. 그리고 이들 이온 주입을 위한 회로와 인가 전압의 파형에 따라서 이온주입 형태의 변화를 분석한다. 이를 위하여 전자와 이온에 대한 각각의 운동방정식을 다룬다. 이러한 운동방정식의 해석이 용이하도록 다음과 같은 기본 가정을 한다.

(1) 시료 면에 음의 전압을 인가하면 전자가 먼저 시료로부터 멀어지고 이후에 이온이 시료로 움직인다. 이때 전자가 시료로부터 멀어지는 동안 덮개 내의 이온의 밀도는 일정하다고 가정한다. 이때 초기의 시료 면에 있는 전자의 위치변화를 덮개의 운동으로 기술한다. 이는 시료와 상관없이 생성된 플라즈마에 대하여 플라즈마 전위 이상의 펄스형 고압을 시료에 인가할 때의 현상을 기술하는 것을 전제로 한다.

(2) 덮개내의 이온밀도의 시간적인 변화는 시료 면에 주입되는 이온의 양으로 근사한다. 이로부터 시료 면에 주입되는 전류밀도를 정한다. 또한 주입된 이온에 의한 덮개내의 이온밀도 변화에 따른 덮개의 시간적 변화는 덮개 경계 면의 전기장에 의한 힘의 균형으로부터 기술한다.

(3) 시료면을 무한평면으로 가정하고 시료면을 원점으로 한 플라즈마 공간에 대한 일차원적인 공간에 대하여 기술한다.

즉, 위와 같은 가정을 바탕으로 덮개와 이온의 운동이 기술된다. 일정한 밀도를 갖는 플라즈마가 속에 담겨진 분포된 시료 면에 전압을 인가하면 시료 면에는 전원이

로부터 음의 전하로 충전된다. 이때 시료면 주변의 전자는 가속되어 시료면에서 멀어진다. 초기에 시료 면에 있는 전자의 운동에 의한 시간적인 변화를 덮개의 변화로 기술한다. 초기에 덮개가 시료로부터 멀어지는 동안 덮개내의 이온의 밀도는 일정하다고 가정한다. 시료 면으로 이온이 주입되어 덮개 내의 이온의 밀도가 감소하면, 덮개의 크기가 커진다. 시료 면에 외부전원에 의해 충전된 표면전하 밀도와 덮개내의 이온밀도가 같은 값을 갖을 때 덮개 경계 면은 전기적인 힘의 균형을 이루게 된다. 따라서 덮개 면의 전기장에 의한 가속은 멈추게 된다. 동시에 덮개면 내부의 이온이 시료 면으로 가속된다. 시료 면에 주입되는 이온의 전류밀도는 시료 면에 주입되는 전하량의 변화로 기술한다. 또한 덮개내의 이온밀도의 변화는 시료 면에 주입되는 이온의 전하량에 의하여 결정한다.

시료면에서의 거리 x 에 대하여, 어떤 시간에 덮개 경계 면의 위치를 $x=S$ 라 하면, 덮개 내의 이온과 전자의 밀도는 다음과 같다[5].

$$\begin{aligned} n_i(x) &= n_0 \\ n_e(x) &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

이때 시료면인 yz 평면 방향의 밀도변화는, 고려하지 않으며 x 방향의 1차원에서의 이온과 전자의 운동을 기술한다.

시료 면으로부터 위치 x 의 전기장의 세기는

$$E(x) = \frac{\alpha(t)}{\epsilon_0} + \frac{en_0x}{\epsilon_0} \quad (2)$$

이다. $\alpha(t)$ 는 외부전원에 의하여 시료 면에 충전된 전하 밀도이며, 회로나 인가 전압의 파형에 따라서 시간의 함수로 주어진다. 식 (2)의 두 번째 항은 시료 면에서 위치 x 이내의 이온의 단위 면적에 대한 전하밀도이다. 이때 x 는 덮개내의 위치이며 $x \leq S$ 이다. 결국, 이온의 밀도 n_0 가 일정할 때 시료 면의 충전전하 밀도와 덮개내의 이온 전하밀도가 같은 값에서 덮개 면의 경계에서 전기적인 힘의 균형을 이루며, 이때의 덮개 면의 위치를 S_M 이라 하면, $E(x=S_M)=0$ 이다. 이때 시료 면의 외부 전원에 의한 최대 충전량을 σ_M 이라 하면, $\sigma_M = -en_0S_M$ 이다. 이는 시료 면에 $-V_0$ 를 인가할 때 초기에 형성되는 덮개인 매트릭스 덮개가 된다는 것을 확인 할 수 있다. 즉 식 (2)에 $\alpha(t) = -en_0S_M$ 을 대입하고 덮개구간($x=0$ 에서 S_M)에 대하여 적분하면 좌변은 $-V_0$ 가 되며 우변은 $-en_0S_M^2/2\epsilon$

이 되므로

$$S_M = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 V_0}{en_0}} \quad (3)$$

가 된다. 이는 플라즈마의 전위를 무시한 경우에 해당하는 잘 알려진 매트릭스 덮개의 크기이다.

덮개 $S(t)$ 의 운동방정식은 식 (2)에서 $x=S(t)$ 에 해당하므로 전기장에 의한 전기력과 덮개 면의 전자와 중성 입자 및 다른 입자들과의 모든 충돌을 고려하면,

$$m_e \frac{d^2 S(t)}{dt^2} = -\frac{e \sigma(t)}{\epsilon_0} - \frac{e^2 n_0}{\epsilon_0} S(t) - m_e v_c \frac{dS(t)}{dt} \quad (4)$$

가 된다. 우변의 첫 두 항은 전기력에 해당한다. 세 번째 항은 전자와 다른 입자와의 충돌을 고려한 저항력이다. 이때 v_c 는 충돌 주파수이며 일반적으로 $v_c \approx n\sigma v_e$ 이다. 이때 n 은 충돌하는 입자의 밀도이며, σ 는 충돌하는 입자와의 충돌 단면적, 그리고 v_e 는 전자의 속도이다.

이온의 운동은 전자의 운동과 마찬가지로 전기장의 힘과 다른 입자와의 충돌에 의한 저항으로 나타내며, 이온의 위치 $X(t)$ 에 대하여

$$M \frac{d^2 X}{dt^2} = \frac{e \sigma(t)}{\epsilon_0} + \frac{e^2 n_0}{\epsilon_0} X - M v_i \frac{dX}{dt} \quad (5)$$

이다. v_i 는 이온과 다른 입자와의 충돌 주파수이며 $v_i \approx n\sigma v_i$ 이며, n 는 충돌입자의 밀도, σ 는 이온과 충돌입자의 단면적, 그리고 v_i 는 이온의 속도이다. 고전압을 인가하여 이온을 주입하는 경우 이온의 속도가 상당히 커져서 무시될 수 없는 항이다. 이온의 초기 위치 $X(t=0) = X_0$, 초기속도 $(dX/dt)_{t=0} = 0$ 로부터 식 (5)의 해가 주어진다. 이때 초기위치 X_0 의 이온이 시료에 도달하는 시간 t 의 함수 $X_0(t)$ 로 나타내면, 전류밀도는

$$J(t) = -en_0 \frac{dX_0}{dt} \quad (6)$$

로 주어진다. 이는 덮개 내에서의 이온 전류의 밀도이며, 시료 면에 주입되는 이온의 전류밀도의 시간 변화이다.

시료 면에서 전자가 급속히 멀어져서 매트릭스 덮개가 형성된 이후에 덮개공간의 이온밀도가 변화하면, 초기의 매트릭스 덮개 내부의 이온의 전하량은 $n_0 S_M$ 이고 시간이 지남에 따라서 이온이 시료 면으로 주입되는 양 $n_0 X_0(t)$ 만큼 줄어든다. 이때의 이온밀도의 변화 $n_0(t)$ 는

$$n_0(t) S_M \sim n_0 S_M - n_0 X_0(t) \quad (7)$$

가 된다. 즉 식 (7)에서 덮개내의 단위면적에 대한 밀도 $\sigma(t) = en_0(t) S_M$ 이며 전류밀도는 $J = d\sigma/dt$ 로부터 식 (7)의 우변을 대입하면 식 (6)이 얻어지는 것을 재확인 한다.

식 (7)과 같이 덮개 내에서 이온의 밀도가 변화하면 동시에 덮개의 경계면도 더 커지게 된다. 이때 덮개내부의 전체 이온의 양이 일정하여 덮개 경계 면에서의 전기장이 $E_s = 0$ 를 유지하게 된다면, 이온밀도 $n_0(t)$ 의 변화에 의한 덮개 $S(t)$ 의 변화는

$$n_0(t) S(t) \sim n_0 S_M \quad (8)$$

이 된다. 즉, 덮개내의 $n_0(t)$ 가 줄어들면 덮개 $S(t)$ 는 증가하여 덮개 경계 면의 전기력이 평형을 이루게 된다.

다음절에서 시료 면에 주어지는 인가전압과 회로의 특성 및 인가전압의 파형 등에 대한 덮개의 변화와 시료 면에 주입되는 이온 전류밀도에 대한 기술을 위한 기본 방정식이 식 (4)와 식 (5)이다. 이들의 해를 구하여 회로 및 인가전압의 파형에 따른 이온주입 특성을 해석한다.

3. 덮개 변화와 이온 주입 전류 밀도

이 절에서는 다음의 세 가지 경우에 대하여 식 (4)와 (5)의 해를 구한다. 3.1에서는 시료 면에 일정한 전압 ($-V_0$)이 가해져서 시료 면에 일정한 전하가 충전된 경우이다. 3.2는 시료 면과 관계된 회로의 저항과 전기용량을 고려한 해이다. 3.3은 인가된 펄스 전압의 파형에 대한 해를 기술한다. 편의상 이온 주입 전류에 대한 기술을 주로 하고, 덮개의 변화는 3.1의 경우에 대하여 간단히 기술한다. 그러나 이온 주입의 경우도 덮개 내에서 이온의 충돌 효과, 회로의 충전 현상, 그리고 전압의 파형을 모두 고려한 해는 수식 전개가 매우 복잡하다. 따라서 개별적인 효과를 다루어서 각각이 이온의 주입에 어떠한 영향을 미치는가에 연구의 중점을 둔다.

3.1 일정전압($-V_0$)에 대한 해

시료 면에 일정전압 $-V_0$ 가 인가되고 식 (4)에 시료면의 충전시간을 고려하지 않고 $\sigma(t) = -en_0 S_M$ 을 대입한다. 따라서 덮개의 경계면의 시간적인 변화 $S(t)$ 는 식 (4)의 해로 기술된다. 전자 플라즈마의 주파수 ω_p 에 비하여 전자의 충돌 주파수 v_c 가 작은 $4\omega_p^2 > v_c^2$ 일 때, 초기 조건 $S(t=0) = 0$ 와 $S'(t=0) = 0$ 로부터, 식 (4)의 해는

$$S(t) = S_M \left[1 - e^{-v_e t/2} \left(\cos \omega_k t + \frac{v_e}{2\omega_k} \sin \omega_k t \right) \right] \quad (9)$$

이다. 여기서 ω_k 는

$$\omega_k = \omega_{pe} [1 - (v_e/2\omega_{pe})^2]^{1/2} \quad (10)$$

이다. ω_{pe} 는 전자 플라즈마의 주파수인 $\sqrt{e^2 n_0 / \epsilon_0 m_e}$ 이며, m_e 는 전자 질량이다.

한편, 전자의 충돌이 큰 경우인 $4\omega_{pe}^2 < v_e^2$ 일 때의 해는

$$S(t) = S_M \left[1 - e^{-v_e t/2} \left(\cosh \omega'_e t + \frac{v_e}{2\omega'_e} \sinh \omega'_e t \right) \right] \quad (11)$$

이다, 여기서 ω'_e 는

$$\omega'_e = (v_e/2) [1 - (2\omega_{pe}/v_e)^2]^{1/2} \quad (12)$$

이다. 식 (9)와 (11)은 $t \rightarrow \infty$ 이면 덮개 S 는 식 (3)인 매트릭스 덮개가 된다. 이들 식에 의한 매트릭스 덮개의 시간 변화를 Fig. 1(a)에 나타내었다. 그림에서 $\eta_e = v_e / 2\omega_{pe}$ 이고 $T_e = \omega_{pe} t$ 이다.

전자의 운동과 마찬가지로 식 (5)에서 $\sigma(t) = -en_0 S_M$ 으로 하면, 이온의 운동방정식 (5)는 초기조건 $X(t=0) = X_0$ 와 $X'(t=0) = 0$ 로부터

$$X(t) = S_M - (S_M - X_0) e^{-v_i t/2} \left(\frac{v_i}{2\omega_i} \sinh \omega_i t + \cosh \omega_i t \right) \quad (13)$$

이다. 이때 ω_i 는

$$\omega_i = \omega_{pi} [1 + (v_i/2\omega_{pi})^2]^{1/2} \quad (14)$$

이다. ω_{pi} 는 플라즈마 이온의 진동수인 $\sqrt{e^2 n_0 / \epsilon_0 M}$ 이며, M 은 이온의 질량이다.

시료 면에 도달하는 이온의 속력 $v_0(t)$ 는 식 (13)을 시간에 대하여 미분하고 $X(t) = 0$ 으로부터 X_0 를 소개하면 얻어진다. 이는

$$v_0(t) = -S_M \omega_i \left(1 - \frac{v_i^2}{4\omega_i^2} \right) \frac{\sinh \omega_i t}{\left[\cosh \omega_i t + \left(\frac{v_i}{2\omega_i} \right) \sinh \omega_i t \right]} \quad (15)$$

이다. Fig. 2에 시료 면에 도달하는 이온의 시간적인 속

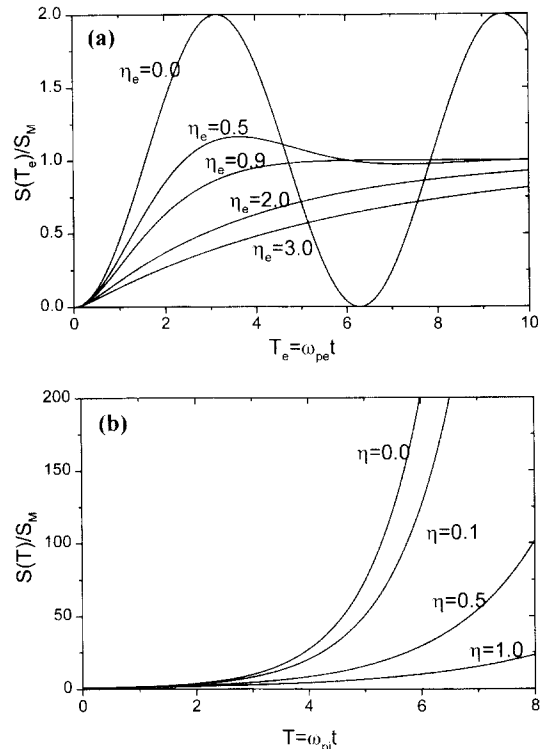


Fig. 1. 덮개의 시간에 대한 변화이다. (a)는 매트릭스 덮개의 형성을 나타낸다. 전자의 충돌계수 η_e 의 값이 클수록 매트릭스 덮개의 형성 시간이 길어진다. $\eta_e < 1$ 이면 대개 전자 플라즈마 진동 주기의 수백 이내의 시간에 덮개가 형성된다. 전자의 충돌이 없는 경우는 덮개의 크기가 진동하지만, 전자의 충돌이 없는 경우를 상상할 수 없다. 전자의 충돌계수가 1보다 큰 경우는 기체의 압력이 큰 경우로서 이때는 매트릭스 덮개의 형성 시간이 길어진다. (b)는 시료 면에 이온이 주입되어서 덮개 내의 이온 밀도가 줄어들기 때문에 덮개의 크기가 늘어나는 경우로서 식 (20)의 결과이다. 이온 플라즈마 진동 주기의 수백의 시간 동안에 이온의 충돌계수 η 에 따라서 덮개의 크기는 매트릭스 덮개의 수십에서 수백 배의 크기로 증대된다.

도 변화를 나타내었다. 그림에서 $\eta = v_i / 2\omega_{pi}$ 이고 $T = \omega_{pi} t$ 이다.

식 (13)에서 초기위치 X_0 인 이온이 어떤 시간 t 에 시료 면에 도달하는 경우, 즉 X_0 위치의 이온이 시료 면에 도달하는 시간의 함수 $X_0(t)$ 는 식 (13)의 $X(t) = 0$ 로부터

$$X_0(t) = S_M \left[1 - e^{-v_i t/2} / (\cosh \omega_i t + \frac{v_i}{2\omega_i} \sinh \omega_i t) \right] \quad (16)$$

이다. 따라서 식 (6)에서 이온 전류밀도는

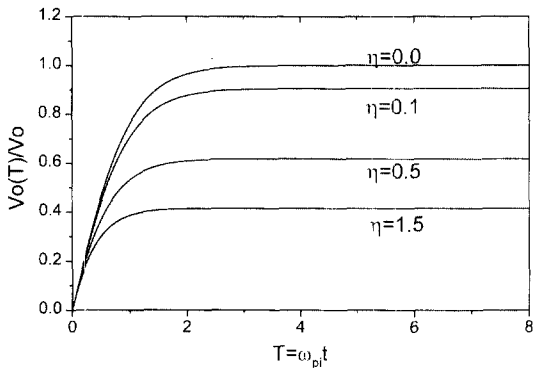


Fig. 2. 이온 플라즈마의 진동 주기의 시간에 대한 시료 면에 주입되는 이온의 속도이다. 이온의 충돌계수가 클수록 시료에 도달하는 이온의 속도가 줄어든다.

$$J(t) = en_0 S_M \omega_i \frac{\left(1 - \frac{v_i^2}{4\omega_i^2}\right) e^{v_i t/2} \sinh \omega_i t}{\left[\cosh \omega_i t + \left(\frac{v_i}{2\omega_i}\right) \sinh \omega_i t\right]^2} \quad (17)$$

이다.

$T = \omega_{pi} t$, $\eta = v_i / 2\omega_{pi}$, $J_0 = en_0 v_0$, $v_0 = S_M \omega_{pi} = \sqrt{\frac{2eV_0}{M}}$
 이면, 식 (17)은

$$\frac{J(T)}{J_0} = \frac{\sqrt{1+\eta^2} \left(1 - \frac{\eta^2}{1+\eta^2}\right) e^{\eta T} \sinh \sqrt{1+\eta^2} T}{\left[\cosh \sqrt{1+\eta^2} T + \frac{\eta}{\sqrt{1+\eta^2}} \sinh \sqrt{1+\eta^2} T\right]^2} \quad (18)$$

이다. 이온의 충돌을 무시한 $\eta=0$ 인 경우, 식 (18)은 $J(T)/J_0 \approx \sinh T / (\cosh T)^2$ 로서 Lieberman[3]의 충돌을 고려하지 않은 해석 해와 유사하다. Fig. 3에 식 (18)의 결과를 나타내었다. 이온의 충돌효과로 최고치의 전류 밀도는 낮아지고 퍼진다.

식 (7)에 식 (16)을 대입하면 이온밀도의 변화 $n_0(t)$ 는

$$n_0(t) = \frac{n_0 e^{v_i t/2}}{\left[\cosh \omega_i t + \left(\frac{v_i}{2\omega_i}\right) \sinh \omega_i t\right]} \quad (19)$$

이다. 식 (15)과 (19)을 이용하면 $J(T) = -en_0(t)v_0(t)$ 로부

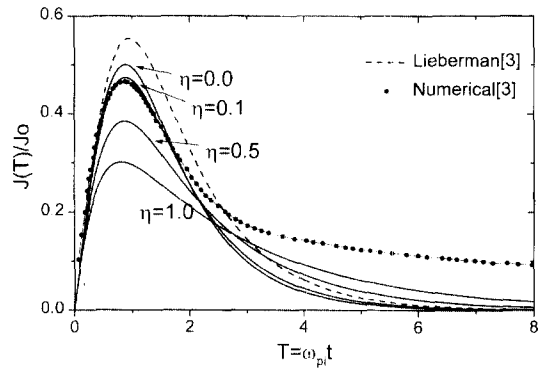


Fig. 3. 이온 주입 전류 밀도인 식 (18)의 결과를 실선으로 나타내었다. 이온의 충돌계수가 클수록 전류 밀도의 최대치가 줄어든다. 파선과 검은 점의 연결선은 각각 Lieberman [3]의 이론해석과 수치해석의 결과이며, 파선은 이온의 충돌을 고려 않은 경우이다.

터 식 (17)의 결과가 재확인된다. 이온밀도의 변화에 따른 덩개의 시간적인 변화는 식 (8)로부터

$$S(t) = S_M e^{-v_i t/2} \left[\cosh \omega_i t + \frac{v_i}{2\omega_i} \sinh \omega_i t \right] \quad (20)$$

이다. 식 (20)으로 주어지는 덩개의 시간변화를 $\eta = v_i / 2\omega_{pi}$ 와 $T = \omega_{pi} t$ 로 하여 Fig. 1(b)에 나타내었다. Fig. 1(a)의 식 (9)와 (11)의 결과는 매트릭스 덩개가 형성 될 때까지의 시간에 대한 변화이고, Fig. 1(b)의 식 (20)의 결과는 매트릭스 덩개 형성 이후 이온의 밀도 변화에 의한 덩개의 시간적인 변화이다.

3.2 시료 면의 충전시간을 고려한 해

회로의 저항 R 과 시료 면의 충전용량 C 를 고려하면, 시료에 전압을 가했을 때 시료 면의 충전전하 $Q(t)$ 는

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{RC} = \frac{V(t)}{R} \quad (21)$$

로 주어진다. 이때 시료 면의 면 전하밀도는 $\alpha(t) = Q(t)/A$ 이며, A 는 시료의 면적이다. 이 절에서는 시료 면에 전압 $-V_0$ 를 인가하였을 때, 충전시간 $\tau = RC$ 의 변화에 의한 이온주입의 변화를 조사한다. 인가하는 전압의 시간에 따른 파형의 변화는 후속 절에서 기술한다. 시료의 면적이 A 이고 충전 공간의 유효거리를 d_{eff} 라하면 C 는 $C = \epsilon A / d_{eff}$ 가 된다. 따라서 전압 $-V_0$ 에 대하여 시료 면의

충전전하 면 밀도 $\alpha(t)$ 인 식 (21)의 해는

$$\alpha(t) = -\frac{\epsilon_0 V_0}{d_{eff}} (1 - e^{-t/\tau_c}) \quad (22)$$

이다. 이를 식 (4)와 식 (5)에 대입하면 충전시간 τ_c 의 변화에 의한 해를 얻는다. 식 (22)에서 $t \rightarrow \infty$ 일 때 $\alpha(t) = -\epsilon_0 V_0 / d_{eff}$ 이고 이는 $\sigma_M = -en_0 S_M$ 과 비교하면 S_M 이 식 (3)으로 주어지므로 유효거리 d_{eff} 는

$$d_{eff} = S_M / 2 \quad (23)$$

가 된다. 이는 덩개의 시간적 변화를 고려할 때의 매트릭스 덩개에 대한 시간적인 평균치에 해당한다. 따라서 식 (22)와 (23)을 식 (5)에 대입하면, 초기조건 $X(t=0) = X_0$ 와 $X'(t=0) = 0$ 로부터

$$X(t) = \left[X_0 - S_M \left(1 - \frac{1}{\alpha_i} \right) \right] e^{-v_i t/2} \left(\cosh \omega_i t + \frac{v_i}{2\omega_i} \sinh \omega_i t \right) - \frac{S_M}{\omega_i \tau_c \alpha_i} e^{-v_i t/2} \sinh \omega_i t + S_M \left(1 - \frac{1}{\alpha_i} \right) e^{-t/\tau_c} \quad (24)$$

가 된다. 이때 α_i 는

$$\alpha_i = 1 + \frac{v_i}{\tau_c \omega_{pi}^2} - \frac{1}{\tau_c^2 \omega_{pi}^2} \quad (25)$$

이다. $\tau_c = 0$ 이면 식 (24)는 식 (13)이 된다. X_0 는 식 (24)에서 $X(t) = 0$ 로부터 얻어진다. 이는

$$X_0(t) = S_M \left\{ \left(1 - \frac{1}{\alpha_i} \right) - \frac{\left(1 - \frac{1}{\alpha} e^{-t/\tau_c} \right) e^{v_i t/2}}{\left(\cosh \omega_i t + \frac{v_i}{2\omega_i} \sinh \omega_i t \right)} \right\} + \frac{S_M}{\omega_i \tau_c \alpha_i} \frac{\sinh \omega_i t}{\left(\cosh \omega_i t + \frac{v_i}{2\omega_i} \sinh \omega_i t \right)} \quad (26)$$

이다. 식 (26)은 $\tau_c = 0$ 이면 마찬가지로 식 (16)이 된다. 여기서 시료 면에 주입되는 이온 전류밀도는 식 (26)을

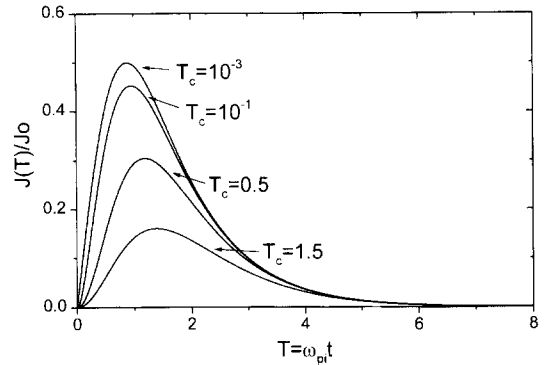


Fig. 4. 시료 면의 충전시간($T_c = \omega_{pi} \tau_c$)에 대한 주입 이온의 전류 밀도의 시간 변화이다. 충전시간이 길수록 전류 밀도의 최대치가 감소하지만 전류 밀도의 하강 시간은 동일하다.

미분하여 식 (6)으로 나타낸다. 여기서는 보다 식을 간단히 하여 이온주입에 대한 충전 시간 τ_c 의 효과를 보기 위하여 식 (26)에서 $v_i = 0$ 로 하여 전류밀도를 얻는다. 따라서 식 (6)은

$$J(T) = \frac{J_0}{(\cosh T)^2} \left[\left\{ 1 - \frac{e^{-T/T_c}}{\left(1 - \frac{1}{T_c^2} \right)} \right\} \sinh T + \frac{(1 - e^{-T/T_c} \cosh T)}{T_c \left(1 - \frac{1}{T_c^2} \right)} \right] \quad (27)$$

이다. 여기서 $T = \omega_{pi} t$, $T_c = \omega_{pi} \tau_c$ 이다. T_c 의 변화에 따른 식 (27)으로 주어지는 $J(T)/J_0$ 를 Fig. 4에 나타내었다. T_c 의 값이 클수록 전류밀도의 최대값이 작아진다.

3.3 전압의 파형에 대한 해

Fig. 5와 같은 전압 $V(t)$ 의 파형[6]은

$$V(t)/V_0 = \begin{cases} t/t_r, & 0 < t < t_r \\ 1, & t_r < t < t_r + t_p \\ (t_i - t)/t_f, & t_r + t_p < t < t_i \end{cases} \quad (28)$$

이때 $t_i = t_r + t_p + t_f$ 이다. 그림에서 t_r 는 전압 상승시간(rising time), t_p 는 일정 전압 인가 시간(plateau time), t_f 는 전압 감소시간(falling time), 그리고 t_i 는 전체 시간(total time)이다.

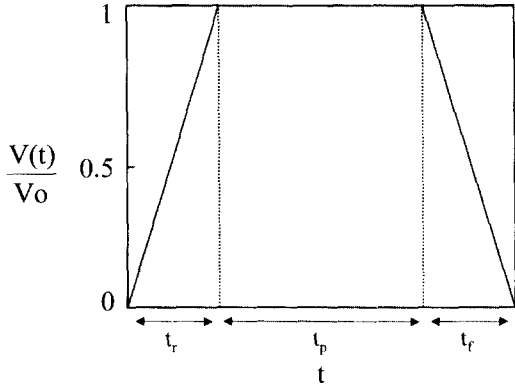


Fig. 5. 시료 면에 인가하는 전압의 파형. 전압의 상승시간, 전압 유지시간, 그리고 하강시간을 나타내는 펄스형이다.

이러한 파형에 대하여 식 (21)의 해는 각 영역에 대하여

$$\begin{aligned} \sigma_i(t) &= \frac{2\varepsilon_0 V_0}{S_M} \left[\frac{t}{t_r} + \frac{\tau_c}{t_r} (e^{-t/\tau_c} - 1) \right] \\ \sigma_{ii}(t) &= \frac{2\varepsilon_0 V_0}{S_M} \left[1 + \frac{\tau_c}{t_r} (e^{-t/\tau_c} - e^{-(t-t_p)/\tau_c}) \right] \\ \sigma_{iii}(t) &= \frac{2\varepsilon_0 V_0}{S_M} \left[\left(\frac{t \pm \tau_c}{t_f} - \frac{t}{t_f} \right) + C_0 e^{-t/\tau_c} \right] \end{aligned} \quad (29)$$

여기서 $C_0 = e^{-(t_r+t_p)/\tau_c} + \frac{\tau_c}{t_r} (1 - e^{t_r/\tau_c}) - \frac{t_f+t_p}{t_f} e^{(t_r+t_p)/\tau_c}$ 이다. 위의 식 (29)의 면전하 밀도는 각각의 경계시간에서 경계값이 일치한다. 식 (29)를 식 (5)에 대입하며 이온의 운동의 해를 구한다. 그러나 이들 식에 대한 해는 매우 복잡하므로 단지 $V(t)$ 의 파형의 효과만을 조사하기 위하여 식 (29)에서 $\tau_c = 0$ 와 식 (5)에서 $v_i = 0$ 인 경우에 대한 해를 구한다. 앞에서 기술한 바와 같이 식 (5)의 해 $X(t)$ 를 구하고 이로부터 시료 면에 주입되는 이온 전류밀도는 매우 지루한 계산의 결과 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} \frac{J(T)^{(i)}}{J_0} &= \frac{T SH(T) + 1 - CH(T)}{T, CH(T)^2} \\ \frac{J(T)^{(ii)}}{J_0} &= \frac{1 - CH(T) + T, C_0}{T, [SH(T)SH(T-T) + CH(T)CH(T-T)]^2} \\ \frac{J(T)^{(iii)}}{J_0} &= \frac{1 - CH(T_r) - (T/T_f)[C_1 + C_2]}{T_r [A_1 CH(T-T_p) + B_1 SH(T-T_p)]^2} \end{aligned} \quad (30)$$

여기서, $T = \omega_p t$, $T_r = \omega_p t_r$, $T_p = \omega_p t_p$, $T_f = \omega_p t_f$, $t_p = t_r + t_f$,

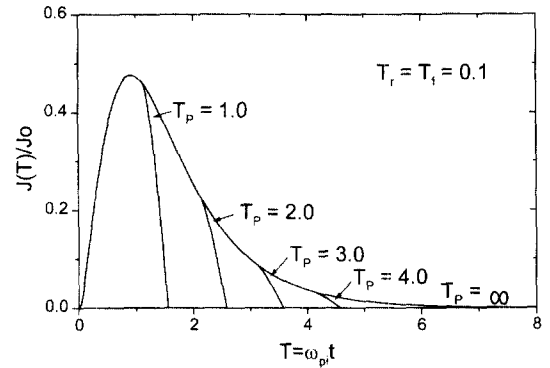
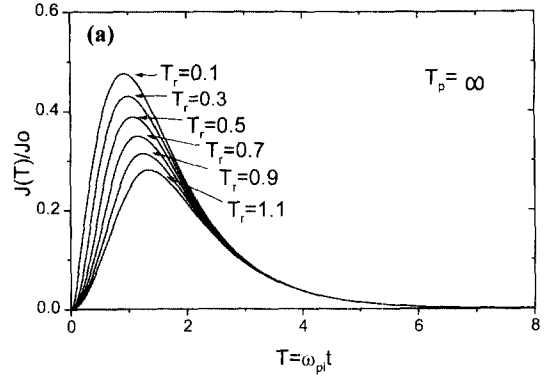


Fig. 6. 펄스형의 전압 파형(Fig. 5)에 대한 주입 이온의 전류 밀도의 변화이다. (a)는 전압 유지시간($T_p = \omega_p t_p$)이 무한한 경우 전압 상승시간($T_r = \omega_p t_r$)의 변화에 대한 전류 밀도의 변화이다. 전압 상승시간이 길수록 전류 밀도의 최대치가 감소한다. (b)는 전압 유지시간의 변화에 대한 전류 밀도이다. 전압이 하강하면 곧바로 전류가 감소한다.

그리고 $SH(T) = \sinh T$, $CH(T) = \cosh T$ 이다. 또한,

$$\begin{aligned} A_1 &= SH(T_r)SH(T_p) + CH(T_r)CH(T_p) \\ B_1 &= SH(T_r)CH(T_p) + CH(T_r)SH(T_p) \\ C_0 &= SH(T_r)CH(T-T_r) + CH(T_r)SH(T-T_r) \\ C_1 &= A_1 - [A_1 - (T-T_r)B_1]CH(T-T_p) \\ C_2 &= [B_1 - (T-T_r)A_1]SH(T-T_p) \end{aligned}$$

이다. 인가 전압의 파형 변화에 대한 $J(T)$ 의 결과를 Fig. 6에 나타내었다.

4. 결과 및 논의

전자와 이온의 플라즈마 덮개와 관련된 개별 운동을 기술하여 주입 이온의 전류밀도에 대한 해석을 시도하

였다. 전자의 운동으로부터 덩개의 운동이 식 (9), (11), 그리고 (20)으로 표현되며, 이들의 결과는 Fig. 1(a),(b)이다. Fig. 1(a)에서 전자의 충돌변수 η_e 에 대한 매트릭스 덩개의 형성을 전자 플라즈마 진동시간에 대하여 나타내었다. 전자의 충돌을 고려 않는 경우($\eta_e=0$)는 덩개가 진동하는 형태를 갖는다. 그러나 실제의 플라즈마에서는 전자와 중성 입자 및 플라즈마와의 충돌이 커서 수 배의 전자 진동주기의 시간 이내에 매트릭스 형의 덩개가 형성된다는 것을 나타내고 있다. 이는 시료에 전압을 가하면 전자가 플라즈마 진동 주기의 시간 동안에 덩개가 형성된다는 기존의 사실을 잘 해석해 주고 있다. 동시에 전자의 충돌 효과로 인한 덩개 형성의 관계를 나타내고 있다. 덩개의 형성이 그림에서 η_e 가 1보다 작은 경우는 전자의 충돌이 전자 플라즈마 진동 주파수보다 작은 경우로서 식 (9)에 해당한다. 충돌이 큰 경우는 식 (11)이며, η_e 가 1보다 큰 경우이다. 이러한 충돌계수의 값은 주로 중성 가스의 압력에 비례한다. 즉, 기체의 압력이 클수록 전자와의 충돌이 빈번하며, 서서히 덩개가 형성됨을 나타낸다. Fig. 1(b)는 식 (20)을 나타낸다. 이는 이온이 시료에 주입되면서 덩개 내에서 이온 감소로 인하여 덩개가 더 늘어남을 뜻한다. 이때의 η 는 이온의 충돌계수이다. 이 값도 기체의 압력에 따라 큰 값을 갖는다. 또한 이온 주입과 같은 고 전압을 인가하여 이온을 가속하는 경우는 일반적인 공정 플라즈마의 경우보다 η 의 값이 커서 무시될 수 없다. Fig. 1(b)에서 수배의 이온 플라즈마 진동 주기의 시간에 대하여 덩개의 크기가 수 100배의 매트릭스 덩개의 크기로 증대됨을 나타낸다. 이러한 현상은 기존의 실험 결과와 기체 압력의 증가에 따른 덩개의 수치해석의 결과를 잘 설명하고 있다[7]. 물론, 여기에서 사용한 덩개내의 일정한 이온 밀도의 기본 가정이 기존에 잘 알려진 준 정전 상태의 차일드 법칙 덩개(Child law sheath)에 대한 해석을 하는 데는 우리의 모델에 한계가 있다.

Fig. 2는 식 (15)의 시료 면에 주입되는 이온의 속도이다. 이온의 충돌에 의하여 정상 상태에서의 속도가 인가한 전압의 에너지 eV_0 에 해당하는 이온의 속도 $v_0 = (2eV_0/M)^{1/2}$ 에 미치지 못한다. 즉, 이온의 충돌계수 η 가 클수록 시료 면에 주입되는 이온의 에너지는 줄어든다.

식 (18)의 이온 주입 전류 밀도의 시간 변화를 Fig. 3에 나타내었다. Lieberman[3]의 이론치를 파선으로 표시하고 수치해석의 결과를 점 원을 연결하여 나타내었

다. Lieberman[3]의 이론치는 이온의 충돌을 고려 않은 것이다. 이는 식 (18)에서 이온의 충돌을 고려 않은 $\eta=0$ 의 결과에 비하여 전류 밀도의 최고치가 다소 높게 나타나있다. Lieberman[3]의 수치해석의 결과의 최고치는 $\eta=0.1$ 에 근사하다. 이온의 충돌계수의 값이 클수록 전류 밀도의 최대치는 줄어들고 더 퍼진다. 다만, 꼬리 부분에서 수치해석의 결과보다 더 빨리 줄어드는 것은 일정한 이온밀도를 가정하여 차일드 법칙 덩개의 변화에 대한 정확한 기술을 못하는데서 기인한 것으로 판단된다. 그러나 중성 기체의 압력을 크게 하면, 이온의 충돌계수가 커져서 전류 밀도의 최대치가 줄어드는 현상에 대한 수치해석과 실험적 결과를 잘 해석하고 있다[7].

Fig. 4는 식 (27)의 결과이다. 이는 시료 면의 충전시간에 대한 이온 주입 전류 밀도의 변화이다. 충전시간이 클수록 전류 밀도의 최대치는 낮아지지만 시간에 대한 전류의 감소 폭은 변하지 않는 특성을 보여준다.

Fig. 5와 같은 인가 전압의 파형에 대한 주입 이온의 전류 밀도의 형태인 식 (30)의 결과를 Fig. 6에 나타내었다. Fig. 6(a)는 t_0 를 무한대로 하여 인가 전압의 상승 시간 t_r 의 영향을 나타내었다. 상승 시간이 길수록 전류 밀도의 최대치는 줄어들며, 전류의 하강 시간의 폭은 거의 변화가 없는 특성을 보여준다. Fig. 6(b)는 인가 전압 파형의 전압 하강 시간의 영향을 나타내었다. 전압의 하강으로 전류 밀도가 급격히 떨어진다. 이는 전압의 파형에 따라서 이온 주입 전류 밀도의 형태가 밀접하게 변화함을 보여준다. 이러한 인가 전압의 파형의 시간 변화에 따라서 이온 주입 전류가 거의 동시에 변화하는 실험 결과[8]를 잘 해석해 주고 있다.

5. 결 론

플라즈마 잠김 이온 주입에서 시료 면에 고 전압을 가하였을 때의 플라즈마 덩개내의 전자와 이온의 운동을 기술하여, 이로부터 시료 면의 이온 주입 전류 밀도에 대한 해석하였다. 이때, 이온의 충돌과 시료 면의 충전 시간, 그리고 인가 전압의 파형이 주입 이온의 전류 밀도에 미치는 영향을 각각 기술하였다. 이온과 중성 입자 및 플라즈마 입자와의 충돌이 빈번할수록 전류 밀도의 최대치는 줄어들고 이온 주입 시간의 폭은 다소 늘어난다. 또한, 충돌 효과

는 작아진다. 인가하는 전압에 의한 시료 면의 충전 시

간의 효과는 충전 시간이 길수록 전류의 최대치가 낮아진다. 그리고, 인가 전압의 파형이 주입 이온의 전류 밀도의 형태를 직접 변화시킨다. 즉, 인가 전압의 상승 시간이 길수록 전류의 최대치는 낮아지고, 전압의 하강 시간에 따라서 급격히 전류가 감소한다.

본 연구에서의 플라즈마 덮개에서의 개별 입자의 동력학적인 해석으로 플라즈마 잠김 이온 주입의 기초 현상을 이해하고자 하였다. 특히, 본 연구에서 사용한 모델은 실제 실험에서의 회로 요소인 전기용량 및 저항, 그리고 인가 전압의 파형 등을 입자의 운동 방정식과 연계되어 있으므로 수치 해석과 실험의 결과에 대한 예측과 분석이 기대된다.

감사의 글

본 연구는 한국 디스플레이 연구조합의 장비 거점단의 연구지원으로 수행되었습니다.

참고문헌

1. J. R. Conrad, R. A. Dodd, S. Han, M. Madapura, J. Scheuer, K. Sridharam and F. J. Worzala, *J. Vac. Sci. Technol.* **A8**, 3146 (1990).
2. N. W. Cheung, *Nucl. Instrum. Methods* **55**, 811 (1991).
3. M. A. Lieberman, *J. Appl. Phys.* **66**, 2926 (1989).
4. J. T. Scheuer, M. Shamin and J. R. Conrad, *J. Appl. Phys.* **67**, 1241 (1990).
5. V. Vahedi, M. A. Lieberman, M. V. Alves, J. P. Verboncoeur and C. K. Birdsall, *J. Appl. Phys.* **69**, 2008 (1991).
6. R. A. Steward and M. A. Lieberman, *J. Appl. Phys.* **70**, 3481 (1991).
7. S. J. Hahn and J. K. Lee, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 2570 (1992).
8. W. G. En, M. A. Lieberman and N. W. Cheung, *IEEE Trans. Plasma Science* **23**, 415 (1995).