

대향전극 스퍼트링 시스템의 방전특성에 관한 연구

이종호 · 이태식
전기공학과

<요 약>

본 논문은 대향전극 스퍼트링 시스템의 방전특성에 크게 영향을 미치는 자계, 진공도 그리고 전극간 거리에 따른 방전특성을 연구하였다.

대향전극 스퍼트링 시스템에서 자계는 초기방전 발생전압특성에 크게 영향을 미치며, 약 100[Gauss]에서 최저방전 발생전압특성을 보였다. 진공도 $P=1$ [mtorr]인 동일 조건하에서, 인가전압에 따른 방전전류 특성은 대향전극간의 거리 $L=7$ [cm], 전극의 가아드링의 직경 $d=7$ [cm]일때 가장 양호한 특성을 나타내었다. 가드링의 직경이 7[cm]인 경우와 6[cm]인 경우를 비교하면 7[cm]인 경우에서 전자온도와 전자밀도가 높게 나타났다.

A Study on the Discharge Characteristics of the Facing Targets Sputtering System

Lee, Jong-Ho · Lee, Tae-Sik
Dept. of Electrical Eng.

<Abstract>

This paper investigated the discharge characteristics on the Facing Targets Sputtering System (FTSS).

As a result, discharge occurrence voltage and discharge current characteristics are significantly affected by magnetic flux density. The minimum values of discharge occurrence voltage are obtained about 100[Gauss] regardless of electrode distance between two opposite targets. Compared with $d=7$ [cm] and $d=6$ [cm] diameter of guard ring, the electron temperature and electron density at $d=7$ [cm] are higher than that of $d=6$ [cm].

1. 서 론

최근 새로운 신소재의 개발은 산업기술의 발전에 커다란 영향을 미치고 있으며, 특히 플라즈마를 이용한 신소재의 합성이나 이를 통한 새로운 재료의 개발은 무한한 가능성과 응용 가능성을 보이며 차세대의 연구분야중의 하나로 부각되고 있다. 이러한 플라즈마를 이용한 국내외의 주된 연구방향은 우주물리학, MHD발전, 신소재 합성 및 가공, 절연재료의 코팅 및 초정밀 저항체의 박막화 기술등이 있으며, 미래 지향적인 연구과제로 각광을 받고 있다. [1-3]

최근 전기 및 전자재료 분야에서 플라즈마를 이용한 대표적인 응용기술로는 각종 소자의 박막화 및 초정밀 가공등이 있으며, 이에 관한 연구는 초기의 평판전극을 이용한 박막화에서 부터 현재의 RF전원 및 Microwave를 이용한 박막화에 까지 이르고 있다. [1-5]

각종 박막제조 프로세스로는 이온 플레이팅(ion plating), 플라즈마 CVD(Chemical Vapor Deposition), 반응성 마그네트론 스퍼터링(reactive magnetron sputtering), RF 스퍼터링(Radio Frequency sputtering)법 등이 사용되어지고 있으나[1-4], 박막 재료의 재질과 박막화 기술의 종류에 따라 각각의 장단점을 가지고 있으며, 이러한 문제점을 해결하기 위한 연구가 국외의 학계 및 산업체의 연구자들에 의해 주로 행해져 왔고[3-6], 국내에서도 몇몇 학계 및 산업체의 일부 연구자들에 의해서 행해지고 있으나, 스퍼터링 시스템에 있어 가장 중요한 기초변수에 따른 방전특성에 관한 연구는 아직까지 기초적인 연구에 머물고 있는 실정이다. [7-9]

본 연구에서는 박막제작에 관한 연구에 선행하여 박막형성에 결정적인 영향을 미치는 기초변수에 따른 대향전극의 방전특성을 규명하고, 또한, 박막형성의 최적조건을 규명하고자 하였다. 이를 위하여 본 연구실에

서 제작한 대향전극 스퍼터링 시스템(FTSS: Facing Targets Sputtering System)을 이용하여 두 전극사이의 거리(L), 가아드링의 직경(d), 진공도(P), 자계(\emptyset), 인가전압(V)등에 따른 초기방전 발생전압특성, 방전전압 - 방전전류 특성, 전자온도 및 전자밀도 특성등을 측정한 후, 분석 검토하였다.

2. 이론적 배경

그림 1은 대향전극 스퍼터링 시스템의 방전기구를 보여주고 있다. 대향전극 스퍼터링 시스템은 크기가 같은 두개의 타겟을 마주보게 설치한 것으로 여기에 외부에서 자계를 인가하면 플라즈마내의 전자는 타겟사이에 구속되어 싸이클로트론 운동을 하며, 기체분자를 전리시키게 된다. 이때 생성된 이온이 음극면에 충돌하므로써 고에너지의 γ 전자가 발생하여 높은 증착률을 얻을수 있다. [5, 6]

일반적으로 자계가 전계의 방향과 평행하게 인가되면, 전계는 하전입자를 가속 또는 감속시키며, 하전입자의 궤적은 점진적 확산 또는 수축하는 나선형(herix)이 됨으로서 플라즈마의 거동에 큰 영향을 미치지 못한다. 그러나 전계와 자계가 수직인 경우, 하전입자는 자계와 수직인 면에서 라아머

(larmor)반경으로 $\omega = m \frac{B}{q}$ 의 각속

도 선회운동을 하고 그 궤적은 사이클로이드(cycloid)형이다. 두 전극사이에 존재하는 플라즈마의 거동을 고찰하기 위해 그림 2. (b)와 같이 원형 라아머 주회운동과 가드 중심(guarding center)의 드리프트운동을 한다. [2~5]

정자계하에서의 하전입자는 단순 싸이클로이드 운동을 하게되며, 이때 하전입자의 운동방정식은

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.1)$$

m : 하전입자의 질량, v : 속도,
 q : 전하량, B : 자기장

로 나타난다. 여기서 힘은 운동속도와 수직
 한 방향으로 작용하기 때문에 자기장의 방
 향으로는 아무런 힘이 작용하지 않으므로,
 그림 2. (a)의 직각좌표계에서 자기장 \vec{B} 의
 방향을 z 방향과 같게 두면, 식(2.1)을 다음
 과 같이 각각의 방향으로 분해할 수 있다.

$$\begin{aligned} m \frac{dv_x}{dt} &= q v_y \times B \\ m \frac{dv_y}{dt} &= -q v_x \times B \\ m \frac{dv_z}{dt} &= 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

이 각각의 식을 시간에 대하여 미분하고
 정리하면

$$\frac{d^2 v_x}{dt} = \frac{qB}{m} \cdot \frac{dv_y}{dt} = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 \cdot v_x \quad (2.3)$$

$$\frac{d^2 v_y}{dt} = \frac{qB}{m} \cdot \frac{dv_x}{dt} = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 \cdot v_y$$

로 된다. 위 두식은 단조화진동자의 형태를
 나타내는 식이며, 이때의 싸이클로트론 주
 파수는

$$\omega_c = \frac{|q| B}{m} \quad (2.4)$$

가 된다. 식(2.4)를 식(2.3)에 대입하고,

이 식을 $v_{x,y}$ 에 관해 풀면, 식(2.3)의 해는

$$v_{x,y} = v_{\perp} \exp(\pm j\omega_c t + \delta_{x,y}) \quad (2.5)$$

\pm : q 의 부호

δ : v 의 위상

v_{\perp} : \vec{B} 의 수직한 면의 속력상수

가 된다. 이 식에서 위상 δ 를 무시하여

$$v_{x,y} = v_{\perp} \exp(\pm j\omega_c t) = \frac{dx}{dt} \quad (2.6)$$

로 두고 식 (2.2)에서 v_y 를 구하면

$$\begin{aligned} v_y &= \frac{m}{qB} \frac{dx}{dt} = \pm \frac{1}{\omega_c} \frac{dv_x}{dt} \\ &= \pm j v_{\perp} \exp(j\omega_c t) = \frac{dy}{dt} \end{aligned} \quad (2.7)$$

가 된다. 식(2.6)과 식(2.7)을 적분하면

$$\begin{aligned} x - x_0 &= -j \frac{v_{\perp}}{\omega_c} e^{j\omega_c t} \\ y - y_0 &= \pm j \frac{v_{\perp}}{\omega_c} e^{j\omega_c t} \end{aligned} \quad (2.8)$$

로 나타낼 수 있으며, 이 식은 원궤도를 나
 타내는 방정식이다. 이 식에서 하전입자의
 주회반경은

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad (2.9)$$

이 되며, r_L 을 라아머반경(larmor radius)
 이라 정의한다. 식(2.8)에서 실수부만을 취
 하면

$$\begin{aligned} x - x_0 &= r_L \sin \omega_c t \\ y - y_0 &= \pm r_L \sin \omega_c t \end{aligned} \quad (2.10)$$

이 되며, 이 식은 고정된 가드중심의 원궤도 방정식을 나타낸다.

이상은 하전입자가 정자계하에서만 운동을 나타낸 것이다. 하전입자가 정자계 및 정전계속에 존재할때는 정자계내에서의 운동과는 다른 운동을 하게 된다. 이때 하전입자는 원형 라아머 주회운동과 가드중심(guarding center)의 드리프트 운동을 한다. 이때 하전입자의 운동방정식은

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.11)$$

가 된다. 그림 2. (a)에서와 같이 \vec{E} 의 방향을 x-z 평면 안으로 고정시키면 $E_y=0$ 가 되며, 운동방정식의 z성분은

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{F_z}{m} = \frac{q}{m} E_z \quad (2.12)$$

혹은

$$v_z = \frac{qE_z}{m} t + v_{z0} \quad (2.13)$$

v_{z0} : 적분상수

가 된다. 이것은 B의 방향에 따른 가속도 $\frac{q}{m}E_z$ 가 있음을 나타내고 있다. 또 운동방정식의 x성분과 y성분은 식(2.2)와 식(2.3)의 경우에서 처럼 각각

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{q}{m} E_x \pm \omega_c v_y \quad (2.14)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = 0 \pm \omega_c v_x$$

로 나타낼 수 있다. 시간에 상관없이 전계의 세기 E가 일정하다면, 식(2.14)를 미분하여 아래와 같은 식을 구할 수 있다.

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} = -\omega_c^2 v_x \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 v_y}{dt^2} &= \pm \omega_c \left(\frac{q}{m} E_x \pm \omega_c v_y \right) \\ &= -\omega_c^2 \left(\frac{E_x}{B} \pm v_y \right) \end{aligned}$$

식(2.15)를 다시 정리하면

$$\frac{d^2}{dt^2} \left(v_x + \frac{E_x}{B} \right) = -\omega_c^2 \left(v_x + \frac{E_x}{B} \right) \quad (2.16)$$

로 나타낼 수 있다. 식(2.15)를 적분하여, 식(2.3~6)의 방법에서와 같이 정리하면

$$\begin{aligned} v_x &= v_{\perp} e^{j\omega_c t} \\ v_y &= \pm v_{\perp} e^{j\omega_c t} - \frac{E_x}{B} \end{aligned} \quad (2.17)$$

가 된다. 이 식으로부터 라아머 운동과 -y 방향의 가드중심의 드리프트가 같이 일어난다는 것을 알 수 있다. 식(2.17)에서 v_{\perp} 는 자계 \vec{B} 에 대해서 속도 \vec{v} 의 수직성분을 나타내고, \vec{B} 에 대한 속도 \vec{v} 의 직각성분인 \vec{v}_{\perp} 에 대한 해석은 식(2.11)의 각 성분 벡터로서 나타낼 수 있다. 식(2.11)에서 $m \frac{d\vec{v}}{dt}$ 항은 접선력이므로 ω_c 에서 원운동하는 데에만 기여하기 때문에 소거될 수 있다. 따라서

$$\begin{aligned} \vec{E} + \vec{v}_{\perp} \times \vec{B} &= 0 \\ \vec{E} &= -(\vec{v}_{\perp} \times \vec{B}) \end{aligned} \quad (2.18)$$

로 나타낼 수 있다. 식(2.18)의 양변을 \vec{B} 로써 벡터적시켜 정리하면,

$$\vec{E} \times \vec{B} = \vec{E} \times (\vec{v} \times \vec{B}) = v_{\perp} B^2 - \vec{B} (\vec{v} \cdot \vec{B}) \quad (2.19)$$

로 되며, 이 식의 수직방향 성분만 생각하면

$$\vec{v}_{\perp} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} = \vec{v}_{dc}$$

가 된다. 이 \vec{v}_{dc} 를 가아드중심의 전기장 드리프트 혹은 $\vec{E} \times \vec{B}$ 드리프트라 하며, 전하의 종류에 관계없이 일정한 값을 가진다. 또 전기장의 방향, 자기장의 방향, 입자의 운동방향 및 드리프트방향과의 관계는 그림 2. (b)에 나타내어져 있다.

3. 실험 장치 및 측정 방법

3-1. 실험 장치

그림 3의 (a), (b), (c)는 본 연구에 사용된 실험장치를 나타내고 있으며, 진공장치, 방전용 직류전원장치, 자제인가용 전원장치, 측정장치 및 대향전극 등을 나타내고 있다. 본 연구에 사용된 진공용기는 내부직경 340[mm], 높이 450[mm]인 원통형이며, 재질은 스테인레스스틸 (SUS 304)이다. 실험에 사용된 방전기체는 아르곤(Ar) : 질소(N₂) = 90 : 10인 혼합가스를 사용하였으며, 유입되는 가스량의 유량계와 조절밸브를 사용하였다.

진공용기의 진공도 측정은 10⁻³[torr]범위에서는 피라니게이지(pirany gauge), 10⁻³~10⁻⁶ [torr]범위에서는 펜닝 게이지(penning gauge)를 사용하였다. 배기용 진공장치로는 저진공용 로타리펌프(rotary

pump)와 고진공을 확산펌프(diffusion pump)를 사용하였다.

자계의 발생은 2[mm] × 4[mm]의 에나멜 각동선을 사용하여 진공용기 주변에 상하 2층으로 각각 625회 감아서 발생시켰으며, 이때 코일의 상하 내벽에 냉각수를 흘려 코일에서 발생하는 열을 확산시켰다. 용기 중심부의 자속밀도 범위는 0~180 [Gauss]로 외부에서 가해주는 전류변화에 의해 가변시킬 수 있다. 그림 4는 인가전류에 따른 자속밀도의 특성을 나타내고 있다.

본 실험에 사용된 플라즈마 발생용 직류전원은 출력이 0~2000[V]로 가변되는 정류기(東明社, 220V/2000V)를 사용하였으며, 자계발생용 전원공급장치는 최대출력이 50[A]인 정류기를 사용하였다. 그리고 플라즈마 방전의 안정화를 위하여 플라즈마 발생용 전원에 전류제한용 저항 1[KΩ]을 설치하였으며, 각각의 전압 및 전류의 측정은 정밀도를 기하기 위하여 무유도 저항을 사용하여 X - Y recorder를 사용하여 측정하였다.

그림 5는 대향전극의 형상을 나타내고 있다. 그림에서 양극은 스테인레스스틸(SUS 304)이고 외경 85[mm], 두께 4[mm]이다. 음극전극의 재질은 티타늄(순도 : 99.99%, 직경 75[mm], 두께 4[mm])이며, 가드링의 직경은 70[mm]와 60[mm]의 두 종류를 사용하였다.

3-2. 측정방법

전극에 인가된 직류 고전압은 디지털 전압계를 사용하여 측정을 행하였으며, 전류는 전류측정용 무유도저항을 삽입하여 디지털 전압계와 X - Y recorder를 사용하여 측정하였다. 그리고 플라즈마 진단은 자계의 영향이 비교적 적은 북탐침법을 사용하였으며, 플루우브의 형상을 그림 6에 나타내었다. 플라즈마중에 삽입된 금속도체의 재질은 백금(Pt)이며, 직경 0.13[mm],

길이 1.2[mm]이다. 플라즈마의 교란을 피하기 위하여 지지부는 가는 절연봉을 사용하였으며, 외부의 지지부는 스테인레스강으로 제작하였다.

일반적으로 복탐침법은 기준전위가 없는 무전극 방전에서 발생한 플라즈마에서는 바이어스전압을 걸어주기가 곤란하게 된다. 이 때에는 플라즈마속에 두 개의 플루우브를 넣고 그 사이에 전압을 걸어주어서 플라즈마의 여러가지 양을 측정한다. 이러한 방법을 복탐침(double probe) 측정법이라고 하는데, 그 측정회로는 그림 6과 같다.

복탐침 측정법은 플라즈마 속에 두 개의 플루우브를 넣고 그 사이에 전압 V_p 를 가해 주어서 플루우브 특성곡선을 구한다. 플루우브 1과 플루우브 2에 흐르는 이온 및 전자에 의한 전류를 각각 i_{1i} , i_{1e} 및 i_{2i} , i_{2e} 라고 하자. 복탐침 측정법의 회로 전체는 전기적으로 단락되어 있으므로 $i_{1i} + i_{1e} + i_{2i} + i_{2e} = 0$ 이 된다. 또 플루우브 2에서 플루우브 1에 흐르는 전류 I_p 는 $I_p = i_{2i} + i_{2e} - (i_{1i} + i_{1e})$ 이다. 그리고 전자전류 i_{1e} , i_{2e} 는 다음식과 같이 나타낼 수 있다. [2]

$$\begin{aligned} i_{1e} &= -e A_1 J_r \exp\left(\frac{e(V_1 - V_s)}{T_e}\right) \\ &= -\frac{I_p}{2} - i_{1i} \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} i_{2e} &= -e A_2 J_r \exp\left(\frac{e(V_2 - V_s)}{T_e}\right) \\ &= -\frac{I_p}{2} - i_{2i} \end{aligned} \quad (3.2)$$

여기서

- A_1, A_2 : 각 플루우브의 면적
- J_r : 플루우브에 흐르는 전류밀도
- V_1, V_2 : 각 플루우브의 전위
- V_s : 공간전위를 나타낸다.
- e : 전하량
- T_e : 전자온도

일반적으로 $V_p = |V_1 - V_2| \geq 0$ 이므로 식 (3.1)과 식(3.2)는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\frac{I_p}{2} + i_{1i}}{\frac{I_p}{2} + i_{2i}} = \frac{A_1}{A_2} \exp\left(\frac{eV_p}{T_e}\right) \quad (3.3)$$

만일 $A_1 = A_2$ 인 경우에는 $i_{1i} = i_{2i}$ 가 되고, 이것을 i_i 로 쓰면

$$I_p = -2i_i \quad (3.4)$$

을 얻을 수 있다. 실제 복탐침에 의한 $I_p - V_p$ 특성곡선을 나타내면 그림 7과 같이 되는데, 이 특성곡선 위의 임의의 점에서 I_p 및 V_p 값을 구하여 윗식에 대입하면 전자의 온도를 구할 수가 있다.

또한 전자밀도는

$$n_e = 4.03 \times 10^{13} \frac{i_{e2}}{A_p \sqrt{T_e}} \quad (3.5)$$

에서 구할 수 있다.

4. 실험결과 및 고찰

그림 8과 그림 9는 대향전극의 가드링의 직경 $d=6, 7$ [cm], 진공도 $P=1.0$ [mtorr]로 일정하게 한 후, 전극간 거리 $L=5, 6, 7, 8$ [cm]로 변화시켰을 때, 인가자계에 따른 초기방전 발생전압특성을 나타내고 있다. 이 그림에서 초기방전 발생전압은 전극간 거리 $L=6$ [cm]인 경우를 제외하고 인가자계가 50[Gauss]까지는 거의 일정한 값을 유지하고, 이후 인가자계가 100[Gauss]에 이르기까지는 전극간의 거리에 상관없이 급격하게 떨어짐을 알 수 있다.

그리고 인가자계가 100[Gauss]이후부터는 거의 일정한 초기방전발생전압 특성을 나타내고 있다.

초기방전 발생전압특성이 그림에서와 같이 세단계의 특성으로 나누어지는 이유는 첫째, 인가자계가 50[Gauss]일때, 전극 부근에 임계 자속밀도가 존재함을 암시하고 있다. 즉, 임계값 이하의 자계에서는 전자와 정이온의 드리프트로 인하여 초기방전 발생전압은 약간 증가하는 것으로 생각된다. 그리고 임계값 이상의 자계 즉, 100[Gauss]까지 방전 발생전압이 급격하게 떨어지는 이유는 임계값 이상의 자계가 인가 되면 고에너지의 γ 전자가 발생하여 전극의 표면에 강력한 2차 전자를 형성시키고, 이로 인하여 전자의 밀도가 증가하여 진공조 내부의 실효가스압이 상승함으로써 나타나 는 현상인 것으로 생각된다. [5]

그림 10과 11은 그림 1의 실험장치에서 대향전극의 가드링 직경 $d=6,7[cm]$ 이고, 인가자계를 400[Gauss]로 일정하게 한 후, 전극간 거리 $L=5,6,7,8[cm]$ 로 변화시켰을 때, 진공도에 따른 초기방전 발생전압특성을 나타내고 있다. 이들 그림에서 초기방전 발생전압특성은 대체적으로 전극간 거리에 상관없이 진공도가 낮아짐으로서 감소하는 경향을 보이고 있다. 이러한 이유는 Blevin과 Haydon[13]의 식으로부터 고찰 할 수 있다.

$$P_0 = P \times [1 + (\omega\tau)^2]^{0.5} \quad (4.1)$$

- P_0 : 실효가스압
- P : 진공조내의 가스압
- ω : 전자의 각속도
- τ : 평균 충돌시간

즉, 이 식에서 알 수 있는 바와같이, 진공도가 낮아지면 가스압이 증가하고 이로 인하여 진공조 내부에 반응성 입자가 증가하여 전자 및 입자의 평균충돌시간이 작아

짐으로써 방전 발생전압이 낮아지는 것으로 생각된다.

그림 12와 13은 대향전극의 가드링의 직경 $d=6,7[cm]$ 로 하고, 진공도 $P=1.0[mtorr]$, 인가자계를 400[Gauss]로 일정한 값으로 하고, 대향전극간의 거리 $L=5,6,7,8[cm]$ 로 변화시켰을 때, 방전전압에 따른 방전전류 특성을 나타내고 있다. 이 그림에서 알 수 있는 바와같이 방전전류 특성은 방전전압에 따라 급격하게 증가함을 알 수 있다. 이렇게 급격하게 방전전류가 증가하는 이유로는 인가자계의 영향으로 입자들의 무방향성 드리프트운동이 없어지고, 원형 라아머 주회운동과 가드중심의 드리프트운동이 함께 일어남으로써 전자 혹은 입자가 강력한 힘을 갖게 되어 전극간에 많은 전류가 흐르게 된다.

그림 14와 15는 대향전극의 대표적인 방전특이 현상을 나타내고 있다. 즉 이러한 현상은 대향전극에서의 방전시 전자의 사이클로트론 주파수에 기인하는 것으로 생각되어지며, 다음과 같이 설명할 수 있다. 일반적으로 대향전극에 의한 방전시 전계 및 자계분포에 의해 전자는 전극사이를 왕복운동하게 되어 전자기파를 발생시키고, 이 전자기파는 전극구조상 자계에 수직으로 진행하게 된다. 플라즈마내의 전자기파가 진행하면 주파수에 따라 전파속도가 달라 분산이 일어난다. 자계에 수직하게 파가 진행할 때를 정상파라 하고, 이때 분산관계는 다음식과 같다.

$$\omega^2 = \omega_{pc}^2 + \omega_{ce}^2 \quad (4.2)$$

- ω : Upper Hybrid Frequency
- ω_{pc} : 플라즈마 주파수
- ω_{ce} : 전자의 사이클로트론 주파수

대향전극의 구조상 발생하는 전자기파의 주파수를 구해보면 아래식과 같다.

$$\omega = \omega_{pc} + v_o K \quad (4.3)$$

v_o : 전자빔의 속도

K : 파수

식(4.2)와 (4.3)에서 전자의 사이클로트론 주파수는 아래 식과 같다.

$$\omega_{co} = \frac{1}{2v_o K} (\omega_{pc}^2 - v_o^2 K^2) \quad (4.4)$$

자계가 대향전극의 전계에 수직으로 인가되었을 때, 대향전극간에 식(4.4)와 같은 전자의 사이클로트론 주파수가 나타남으로써 그림 14와 그림 15과 같은 방전특이 현상이 나타난다.

그림 16과 그림 17은 대향전극의 가드링 직경 $d=6,7[\text{cm}]$ 로 하고, 진공도 $P=1.0[\text{mtorr}]$ 로 일정하게 한 후, 방전전압 $V=600,700[\text{V}]$ 로 하였을 때, 인가 자계에 따른 전자온도 및 전자밀도를 나타내고 있다. 이들 그림에서 전자온도는 약 $400[\text{Gauss}]$ 이후에서는 거의 일정한 값으로 나타났으며, $d=6[\text{cm}]$ 인 경우 대략 $5\sim 6[\text{eV}]$ 이고, $d=7[\text{cm}]$ 인 경우 대략 $6\sim 7[\text{eV}]$ 이다. 이와반면, 전자밀도는 인가자계의 증가와 더불어 증가하는 경향을 보이고 있으며, $d=6[\text{cm}]$ 인 경우 대략 $0.5 \times 10^{10} \sim 4.5 \times 10^{10}[\text{cm}^{-3}]$ 의 분포이고, $d=7[\text{cm}]$ 인 경우 대략 $1.5 \times 10^{10} \sim 6.5 \times 10^{10}[\text{cm}^{-3}]$ 이다.

5. 결 론

대향전극을 제작하여 플라즈마의 기초변수에 대한 기초실험을 행한 결과 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

- [1] 자계에 따른 초기방전 전압특성은 인가자계의 영향을 크게 받으며, 임계자계값 $500[\text{Gauss}]$ 이내에서는 방전 발생전압이 약간 증가하는 경향을 보이고, 이후에 급격히 감소하여 약 $100[\text{Gauss}]$ 이후부터는 일정한 방전발생 전압 특성을 나타내었다.
- [2] 대향전극에서 방전전류는 자계가 인가된 경우 진공도가 낮을수록 높은 전류특성을 보였으며, 이는 입자들의 무방향성 드리프트운동이 없어지고, 원형 라아머 주회운동과 가드중심의 드리프트운동이 함께 일어남으로써 나타나는 현상인 것으로 보인다.
- [3] 대향전극의 자계에 따른 방전특이 현상은 입자의 사이클로트론 주파수의 변화때문에 기인한 것으로 보인다.
- [4] 대향전극사이에 존재하는 플라즈마의 전자온도와 전자밀도는 가드링의 직경이 $7[\text{cm}]$ 인 경우가 $6[\text{cm}]$ 인 경우보다 높게 나타났으며, 인가자계의 값이 증가할수록 진공도가 낮을수록 증가함을 알 수 있었다.

Reference

- [1] 石川元 外, "VLSI의 박막기술" 織電研究社(1993).
- [2] John L. Vossen, Werner Kern "Thin Film process" Academic Press(1978).
- [3] F. F. Chen, "Introduction to Plasma Physics" Plenum Press(1974).
- [4] Joy George, "Preparation of Thin Film" McGraw-Hill(1986).
- [5] Masahiko Naoe, Shunichi Yamana, Youichi Hoshi, "Facing Targets type of Sputtering Method for Deposition of Magnetic Matal Film at Low Temperature and High Rate" IEEE Trans. on Magnetics, Vol., Mag-16, pp.646~648, No.5, 1980.
- [6] 김두환 외 "Facing Targets Sputtering의 방전특이 현상과 TiN 박막형성에 관한 연구" 대한전기학회 춘계학술연구발표회 논문집, pp.20~23, 1993.
- [7] 박정후 외 "대향 음극형 플라즈마 프로세스의 글로우 방전특성에 관한 연구" 대한전기학회지논문, pp.478~484, 1994.
- [8] 이종호 외 "대향전극 스퍼트링 시스템의 방전특성과 TiN 박막형성에 관한 연구" 대한전기학회 추계학술대회 논문집 1993.

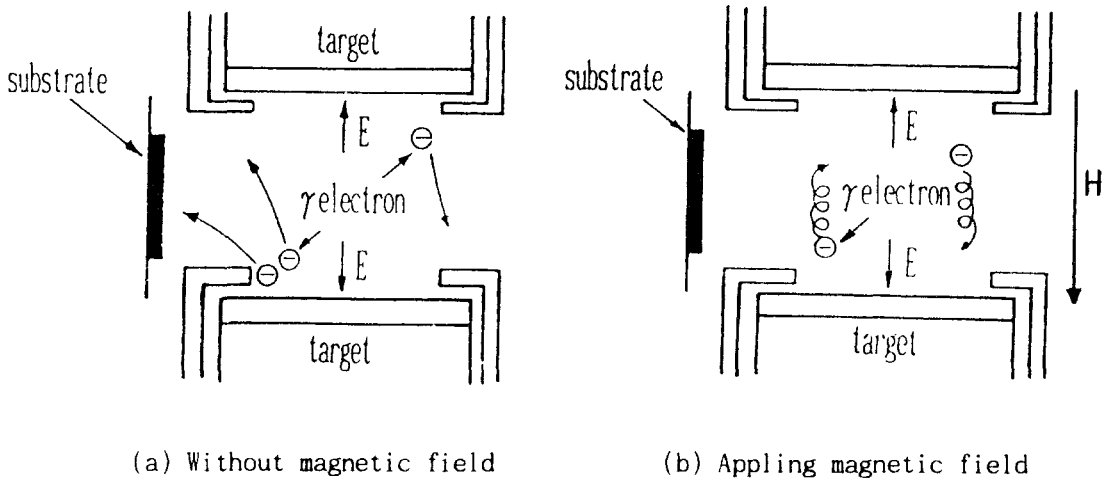


그림 1. 대향전극 스퍼터링 시스템의 방전기구
 Fig. 1. Discharge mechanisms of facing targets sputtering system

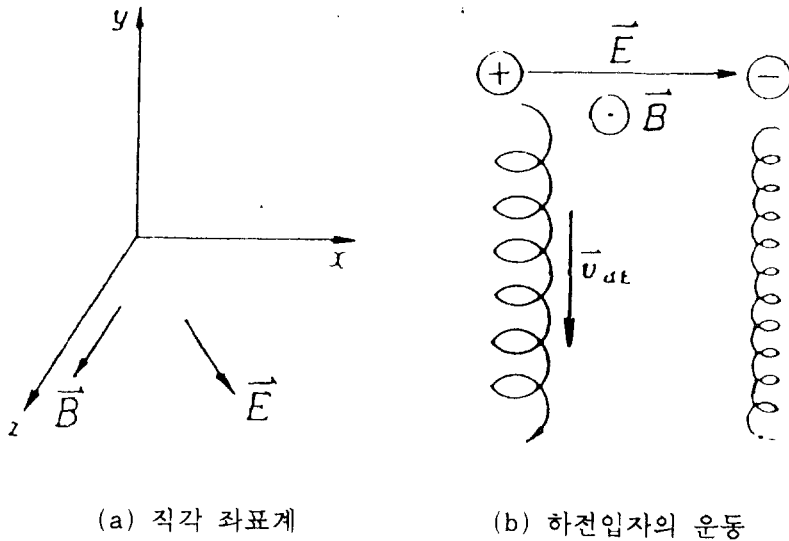
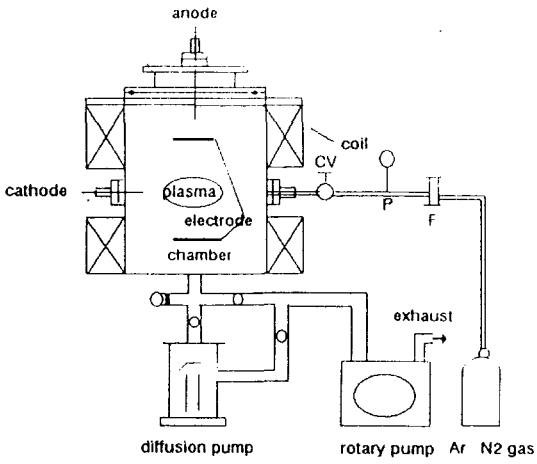
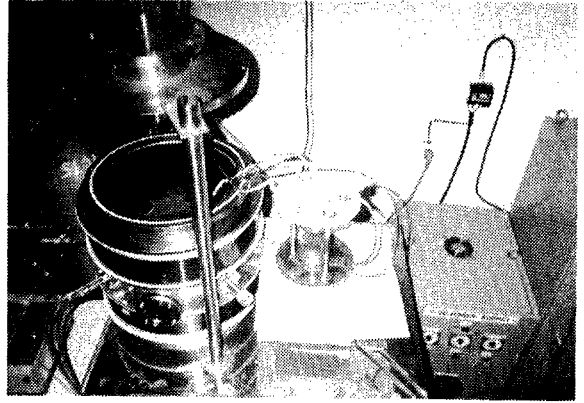


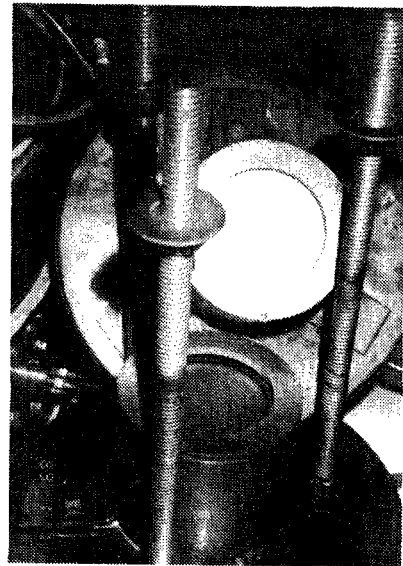
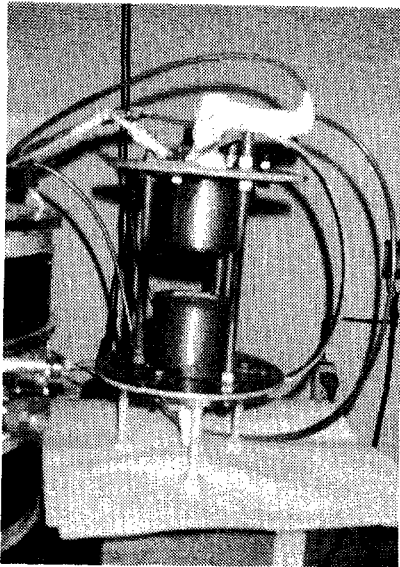
그림 2. $\vec{E} \times \vec{B}$ 에서 하전입자의 운동
 Fig. 2. Particle drifts in $\vec{E} \times \vec{B}$



(a) 실험장치의 개략도



(b) 실험장치의 형상



(c) 전극의 형상

그림 3. 실험장치 및 전극의 형상

Fig. 3. Exprimental appartus schematic diagram and configuration of electrode

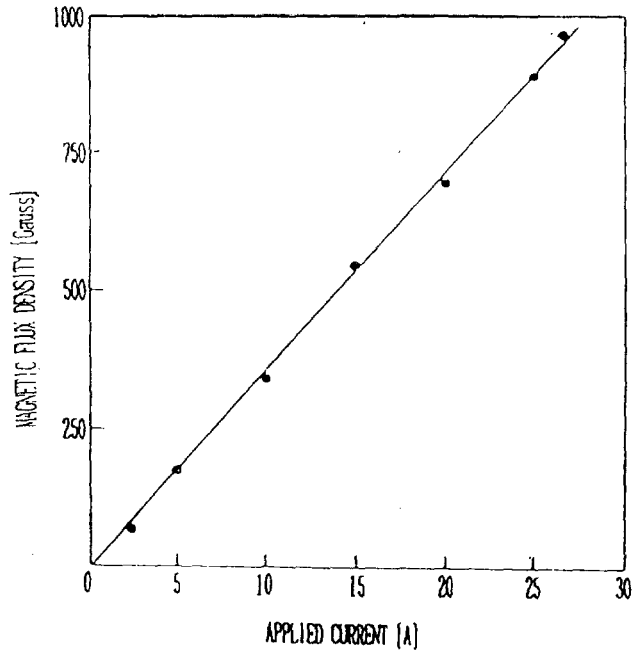


그림 4. 인가전류 - 자속밀도특성

Fig. 4. The characteristics of applied current - magnetic flux density

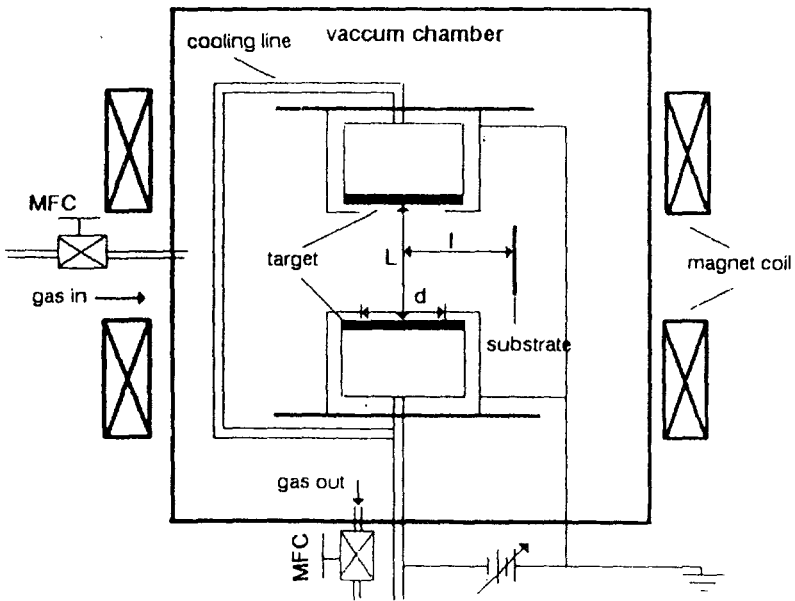


그림 5. 대향전극의 형상

Fig. 5. Appartus of FTS system

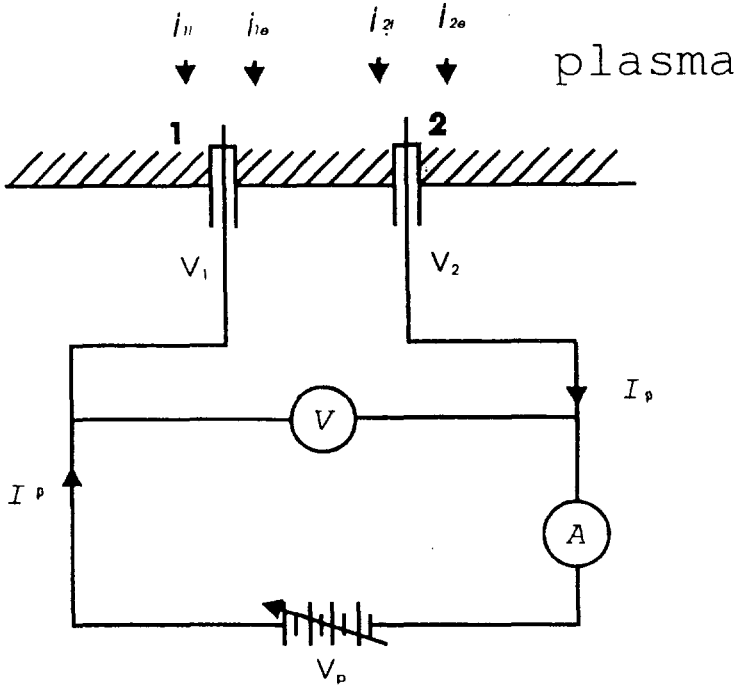


그림 6. 복탐침 측정회로도

Fig. 6. Probe structure and circuit

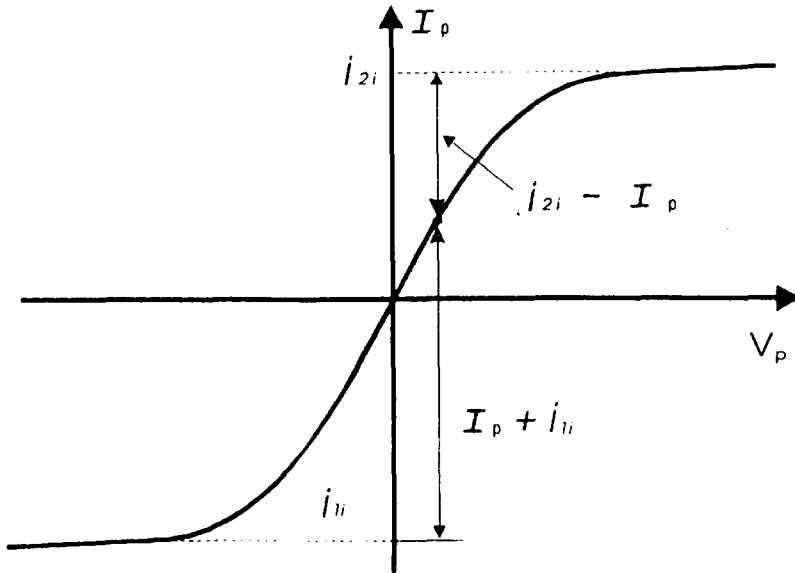


그림 7. X-Y 기록계에 의한 $I_p - V_p$ 특성곡선

Fig. 7. $I_p - V_p$ curve by X-Y recorder

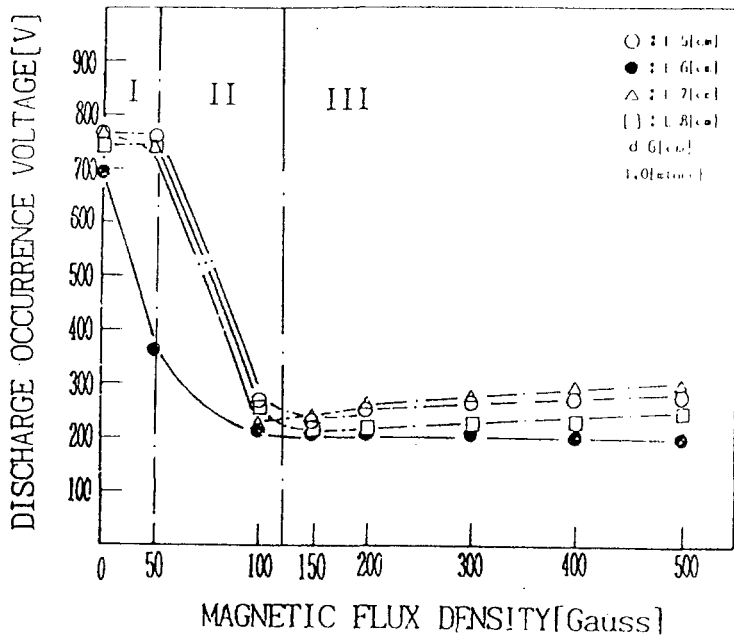


그림 8. 자계 - 초기방전 발생전압특성

Fig. 8. The characteristics of magnetic flux density - discharge occurrence voltage. (d=6[cm])

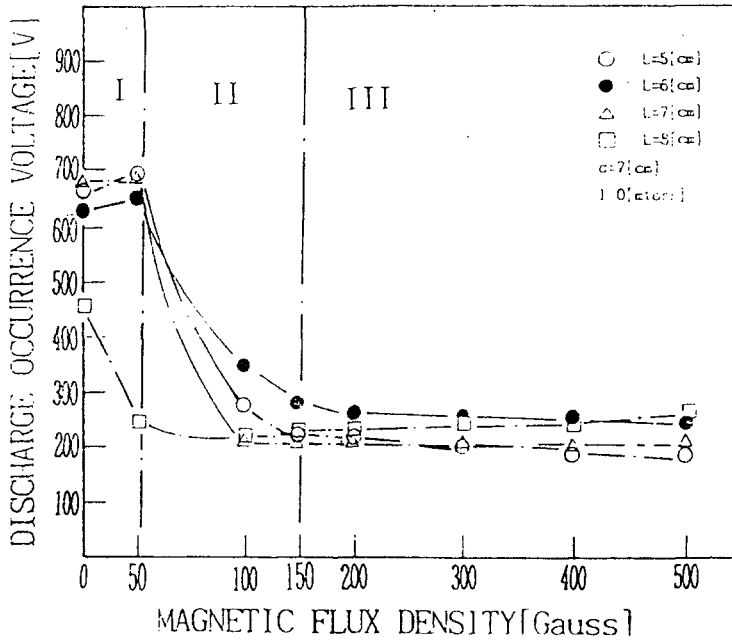


그림 9. 자계 - 초기방전 발생전압특성

Fig. 9. The characteristics of magnetic flux density - discharge occurrence voltage. (d=7[cm])

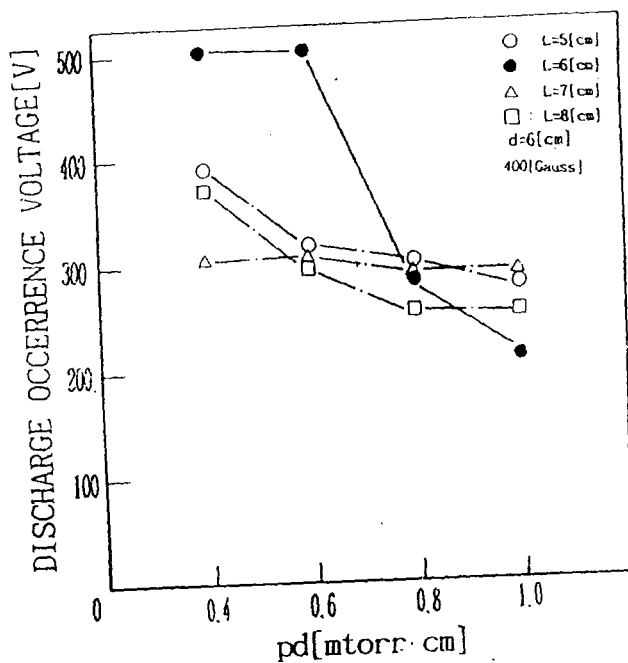


그림 10. pd - 초기방전 발생전압특성

Fig. 10. The characteristics of pd - discharge occurrence voltage. (d=6[cm])

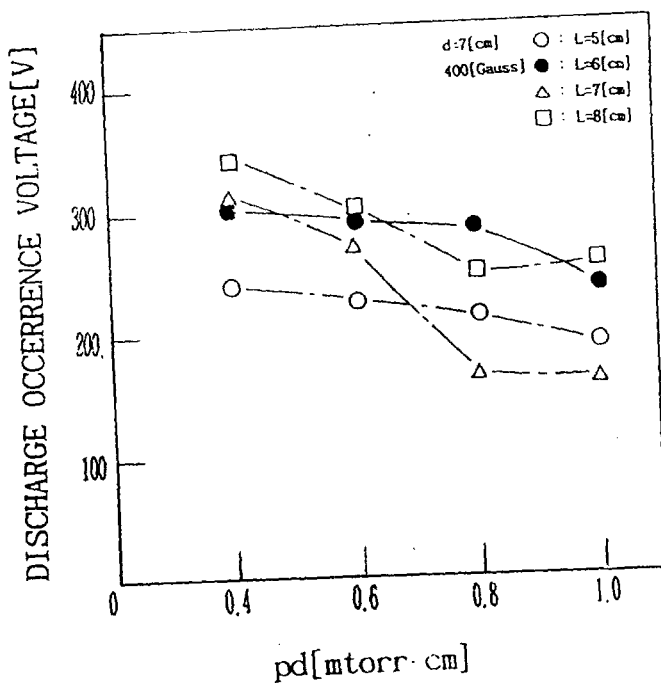


그림 11. pd - 초기방전 발생전압특성

Fig. 11. The characteristics of pd - discharge occurrence voltage. (d=7[cm])

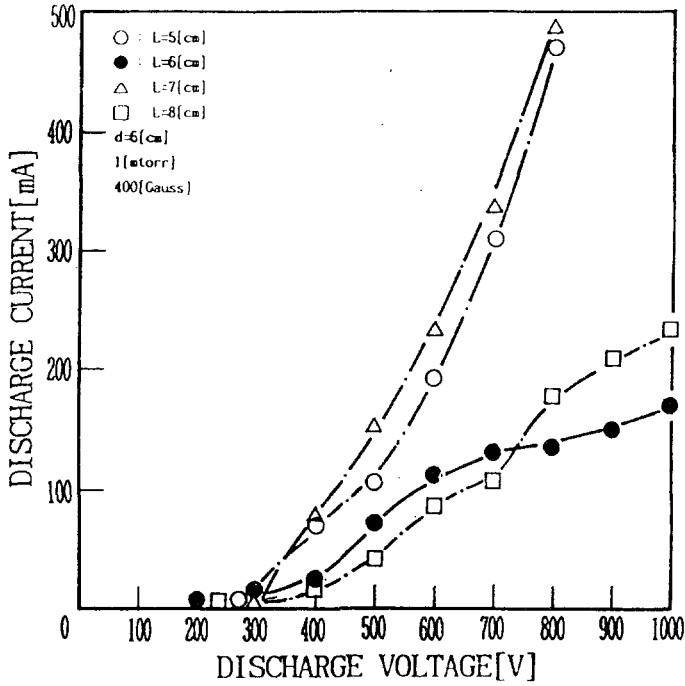


그림 12. 방전전압 - 방전전류특성

Fig. 12. The characteristics of discharge voltage - discharge current(d=6[cm])

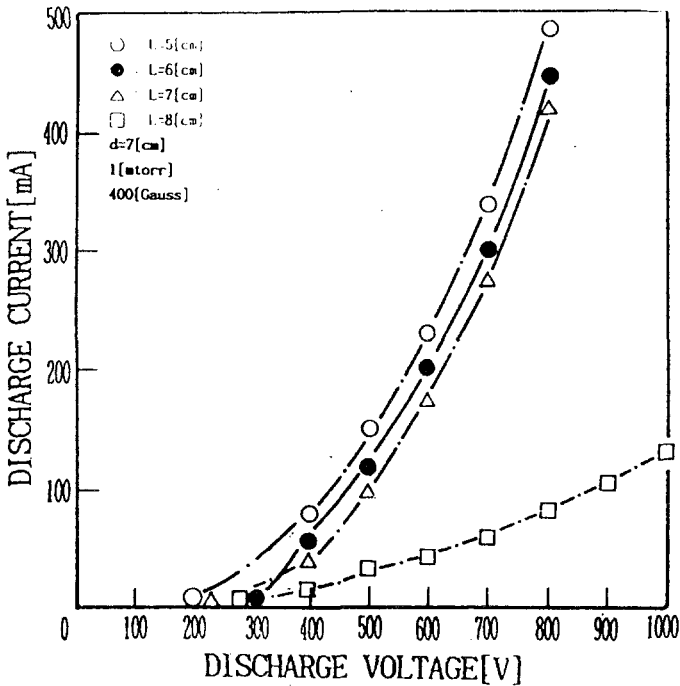


그림 13. 방전전압 - 방전전류특성

Fig. 13. The characteristics of discharge voltage - discharge current(d=7[cm])

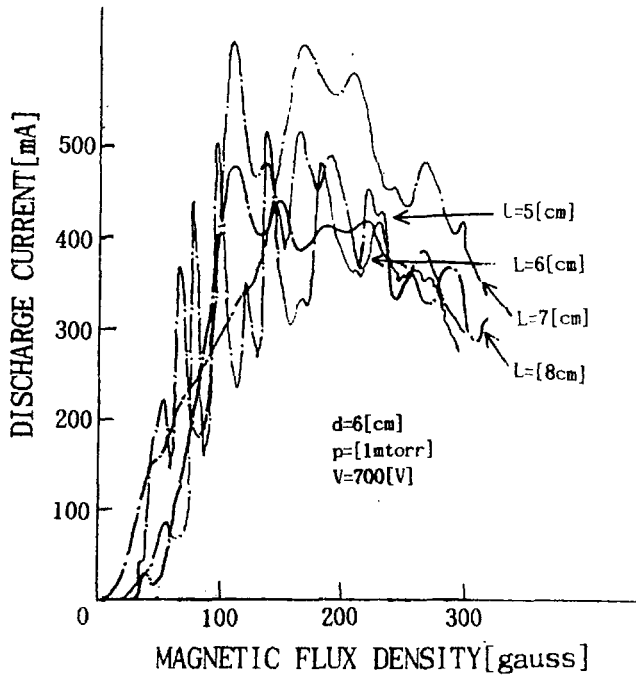


그림 14. 자계 - 방전전류특성

Fig. 14. The characteristics of magnetic flux density - discharge current($d=6[\text{cm}]$)

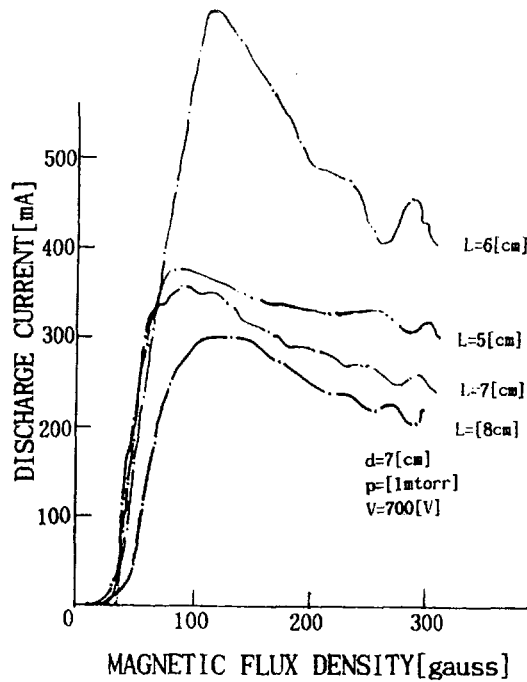


그림 15. 자계 - 방전전류특성

Fig. 15. The characteristics of magnetic flux density - discharge current($d=6[\text{cm}]$)

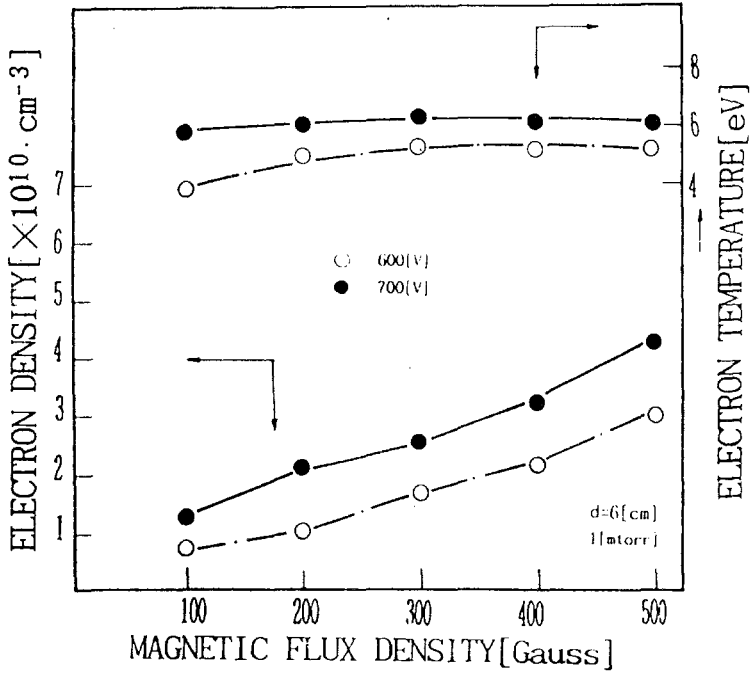


그림 16. 자계에 따른 전자온도와 전자밀도특성

Fig. 16. The characteristics of magnetic flux density versus electron temperature and electron density($d=6[\text{cm}]$)

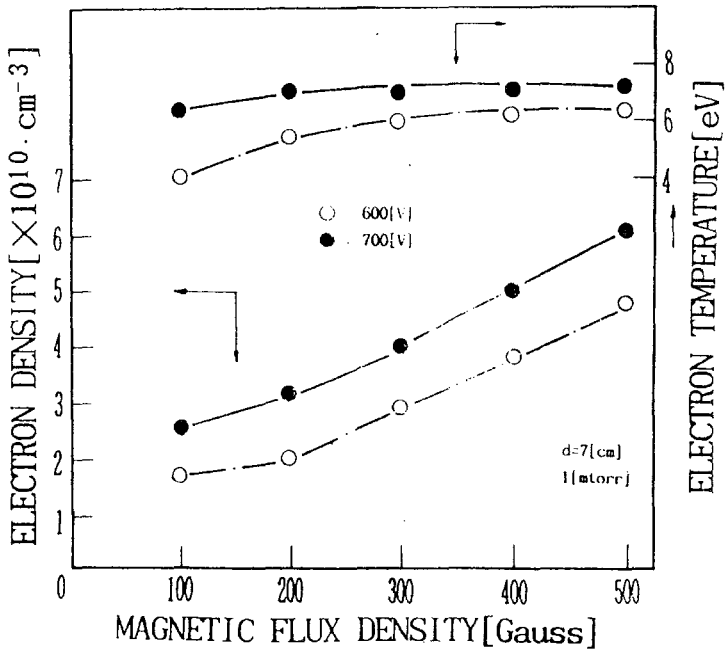


그림 17. 자계에 따른 전자온도와 전자밀도특성

Fig. 17. The characteristics of magnetic flux density versus electron temperature and electron density($d=7[\text{cm}]$)