

DC 마그네트론 스퍼터링 장치의 영구자석에 의한 자기장의 2차원 해석적 해

論 文
54C-7-6

Two-dimensional Analytic Solution of the Magnetic Field for the Ferrites of DC Magnetron Sputtering Device

柳東勳* · 權得哲* · 李宗圭* · 尹南植† · 金貞衡** · 申容賢***

(Dong-Hun Yu · Deuk-Chul Kwon · Jong-Kyu Lee · Nam-Sik Yoon · Jung-Hyung Kim · Yong-Hyeon Shin)

Abstract - We obtain analytical expressions the magnetic field of ferrites for DC magnetron sputtering device, which has been widely used for vacuum thin film deposition, and suggested the equation on maximum radius of the magnetic field by analytic solution. Also, the analytic results are compared with some calculations using magnetization elements of right-angled hexahedron.

Key Words : DC Magnetron Sputtering, Analytic Solution, Numerical Solution, Magnetic Field, Ferrite

1. 서 론

DC 마그네트론 스퍼터링 장치[그림 1]는 현재 산업체에서 널리 이용되고 있는 박막제조장치이다. 마그네트론 스퍼터링 장치는 잘 알려진 바와 같이 만족할만한 시뮬레이션이 이루어지지 못하고 있는 장치로서 그 작동 원리는 영구자석[1-2]으로 DC 전기장에 수직한 자기장을 형성하여 전자들의 운동을 타겟 주위로 구속하고 이동 경로를 길게 함으로써 스퍼터링 효율을 높이는 것이다[3-5]. 그러므로 장치의 스퍼터링 효율은 자기장 분포와 밀접한 연관성을 가지고 있다. 또한 잘 알려진 바와 같이 자기장이 기판까지 분포되어 있을 경우에 박막형성에 영향을 줄 수 있으므로 자기장의 투과거리인 최대 반경(maximum radius), R 도 장치의 주요 변수중 하나이다.

일반적으로 정자기장은 Biot-Savart 법칙을 이용하여 수치적으로 계산 할 수 있다. 그러나 단순한 수치적 계산으로부터 얻을 수 있는 장치변수들에 대한 정보는 매우 제한적이므로 가능한 해석적 해가 존재한다면 매우 유용할 것이다. magnetic multipole confinement 장치에서는 lieberman에 의해 1st order로 해석적 해를 제시하였지만[6], 3차원 일반해가 얻어 질 수 있는가는 수학적으로 알려진바가 없으며, 본 연구에서는 자기장에 대한 2차원 해석적 표현식을 구

하였고, 이로부터 도출되는 자기장의 최대 반경에 대한 표현식을 제시하였다. 그리고 전형적인 자석 형태를 가정한 상황에서 직육면체 자화요소를 이용한 수치적 계산과 비교하였다.

2.1절에서는 해석적 해를 구하는 과정을 설명하였고, 2.2절에서는 직육면체 자화요소를 이용한 수치적 계산 방법을 기술하였다. 2.3절에서는 해석적 계산 결과와 수치적 계산 결과를 비교하였으며, 3장에서는 종합하여 정리하였다.

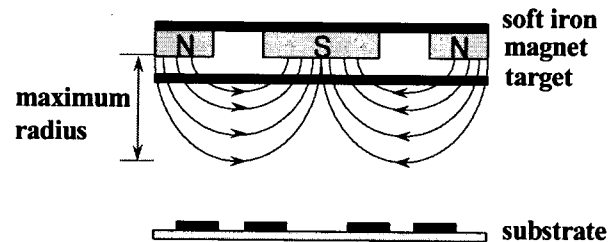


그림 1. DC 마그네트론 스퍼터링 장치의 개략도

Fig. 1 Schematic diagram of DC magnetron sputtering device

2. 본 론

2.1. 2차원 해석적 해

본 연구에서 고려한 DC 마그네트론 스퍼터링 장치의 영구자석 형태는 실제 장치들에서 볼 수 있는 전형적인 모양으로 그림 2와 같으며 좌표축의 원점을 자석의 중앙점으로 정하였다. 그림 2(a)는 영구자석의 윗면을, 그림 2(b)는 영구자석의

† 교신저자, 正會員 : 忠北大學 電氣電子컴퓨터工學部 副教授
E-mail : nsyoon@chungbuk.ac.kr

* 學生會員 : 忠北大學 電氣工學科 碩士課程

** 非會員 : 韓國標準科學研究院 研究員

*** 非會員 : 韓國標準科學研究院 責任研究員

接受日字 : 2005年 3月 3日

最終完了 : 2005年 5月 2日

옆면을 나타낸 것이다. 영구자석 위에는 강자성체인 연철판이 있다고 가정하였다.

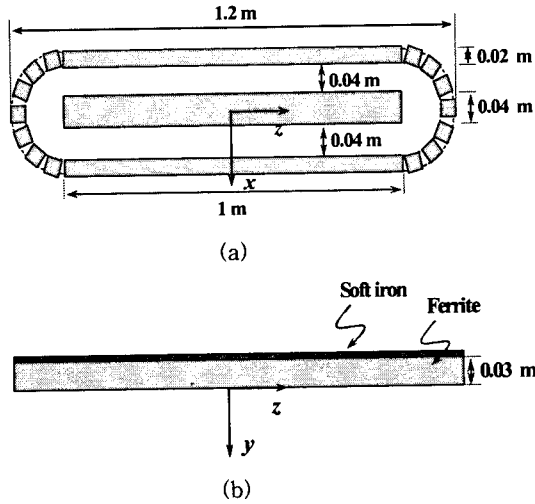


그림 2. (a) 마그네트론 스퍼터링 장치의 영구자석 윗면, (b) 마그네트론 스퍼터링 장치의 영구자석 옆면.

Fig. 2 (a) A topside of the ferrites in DC magnetron sputtering device, (b) A side of the ferrites in DC magnetron sputtering device.

실제 모양의 영구자석에 의한 보다 자세한 자기장 계산 문제는 3차원 문제이며, 이와 같은 조건에서 맥스웰 방정식의 3차원 해를 얻는 것은 매우 어려운 일이다. 그러나 가장자리 효과를 제외 시켰을 경우에 통상적인 다음과 같은 조건을 만족하므로 영구자석의 횡단면에 대한 2차원 해도 충분히 좋은 근사가 될 수 있을 것이다.

1. 영구자석의 길이가 폭에 비해 매우 크다.
2. 영구자석 뒤에 강자성체인 연철판을 장착하였다.

위의 두 가지 조건을 가정한 상태에서 영구자석 횡단면 상의 2차원적 상황은 그림 3과 같다.

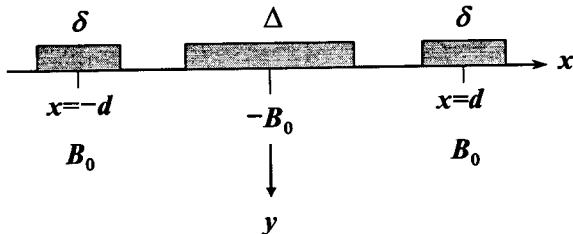


그림 3. 영구자석의 횡단면
Fig. 3 A transverse section of ferrites

그림 3에서 B_0 는 자기장 y 성분의 초기값이고, d 는 바깥쪽 영구자석의 중점으로 x 축 좌표이며, Δ 와 δ 는 각각 중앙에 위치한 영구자석의 폭, 바깥쪽 영구자석의 폭이다.

맥스웰 방정식으로부터 $B_y(x,y)$ 가 만족하는 식은

$$\frac{\partial^2 B_y(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_y(x,y)}{\partial y^2} = 0 \quad (1)$$

이고, 그림 3의 상황과 영구자석 뒤의 강자성체 판을 고려하면 $B_y(x,y)$ 에 대한 경계 조건은 아래와 같다.

$$B_y(x,0) = \begin{cases} B_0 & \text{if } \left(-d - \frac{\delta}{2} \leq x \leq -d + \frac{\delta}{2}\right) \\ -B_0 & \text{if } \left(-\frac{\Delta}{2} \leq x \leq \frac{\Delta}{2}\right) \\ B_0 & \text{if } \left(d - \frac{\delta}{2} \leq x \leq d + \frac{\delta}{2}\right) \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2)$$

$B_y(x,y)$ 에 대한 라플라스 방정식의 해는 다음과 같으며

$$B_y = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \beta(k) \cos(kx) e^{-ky} dk \quad (3)$$

$\beta(k)$ 는 푸리에-라플라스 변환의 계수이며, 경계 조건(2)으로부터 결정되어 진다.

식 (3)의 표현으로부터 정확한 계산에 앞서 자기장의 R에 대한 표현식을 도출 할 수 있다. $\beta(k)$ 는 $\cos kx e^{-ky}$ 에 비례하고 주 mode, $k_1 = \frac{\pi}{d}$ 를 고려하면 $|B(x,y)|$ 가 $\exp\left(-\frac{\pi}{d}y\right)$ 와 비례 할 것이므로

$$R \approx \frac{d}{\pi} \quad (4)$$

이다.

$B_y(x,y)$ 에 대한 전체 표현식은 경계조건으로부터 계산된 $\beta(k)$ 를 식 (3)에 대입한 후 적분하여 얻어진다.

$$B_y(x,y) = \frac{B_0}{\pi} \left[\begin{aligned} & \tan^{-1} \left(\frac{d + \frac{\delta}{2} + x}{y} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{d + \frac{\delta}{2} - x}{y} \right) \\ & - \tan^{-1} \left(\frac{d - \frac{\delta}{2} + x}{y} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{d - \frac{\delta}{2} - x}{y} \right) \\ & - \tan^{-1} \left(\frac{\frac{\Delta}{2} + x}{y} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{\frac{\Delta}{2} - x}{y} \right) \end{aligned} \right] \quad (5)$$

$B_x(x,y)$ 는 계산된 $B_y(x,y)$ 를 암페어 법칙, $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ 에 대입하여 아래와 같이 표현된다.

$$B_x(x,y) = \frac{B_0}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{y^2 + \left(x+d + \frac{\delta}{2}\right)^2}{y^2 + \left(x-d - \frac{\delta}{2}\right)^2} \right) + \ln \left(\frac{y^2 + \left(x-d + \frac{\delta}{2}\right)^2}{y^2 + \left(x+d - \frac{\delta}{2}\right)^2} \right) \right] + \ln \left(\frac{y^2 + \left(x - \frac{\Delta}{2}\right)^2}{y^2 + \left(x + \frac{\Delta}{2}\right)^2} \right) \quad (6)$$

식 (5),(6)으로 얻어진 해석적 해는 자석의 중앙점 근처에서 좋은 근사값을 제공할 것이다.

2.2 수치적 계산

가장자리 효과까지 고려된 일반적인 상황에서는 수치적인 3차원 계산 결과를 필요로 할 것이다. 본 계산에서는 그림 4와 같이 자석을 작은 직육면체의 자화요소로 분할하여 계산하였다. 하나의 단위 자화요소에 의한 P점에서의 자기장은 다음과 같이 계산된다.

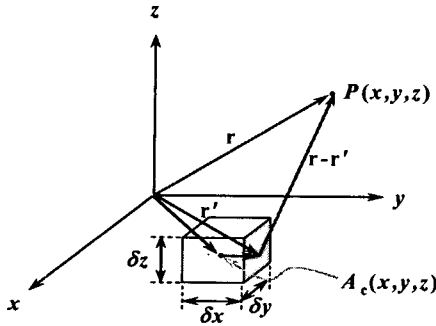


그림 4. 직육면체 단위 자화요소
Fig. 4 Unit magnetization elements of a right-angled hexahedron

자화의 방향이 y방향만 있다고 가정하여 Biot-Savart 법칙을 적분하여 정리하면 다음과 같은 결과를 쉽게 얻을 수 있다.

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} (F_x \mathbf{a}_x + F_y \mathbf{a}_y + F_z \mathbf{a}_z) + \mu_0 M \mathbf{a}_y \quad (7)$$

F_x, F_y, F_z 는

$$F_x = M \begin{bmatrix} F_2(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, \delta x, \delta z) \\ -F_2(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, \delta x, -\delta z) - F_2(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, -\delta x, \delta z) \\ -F_2(\Delta y, \Delta x, \Delta z, -\delta y, \delta x, \delta z) + F_2(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, -\delta x, -\delta z) \\ + F_2(\Delta y, \Delta x, \Delta z, -\delta y, \delta x, -\delta z) + F_2(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, -\delta x, \delta z) \\ -F_2(\Delta y, \Delta x, \Delta z, -\delta y, -\delta x, -\delta z) \end{bmatrix}$$

$$F_y = M \begin{bmatrix} F_1(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, \delta x, \delta z) \\ -F_1(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, \delta x, -\delta z) - F_1(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, -\delta x, \delta z) \\ -F_1(\Delta y, \Delta x, \Delta z, -\delta y, \delta x, \delta z) + F_1(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, -\delta x, -\delta z) \\ + F_1(\Delta y, \Delta x, \Delta z, -\delta y, \delta x, -\delta z) + F_1(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, -\delta x, \delta z) \\ -F_1(\Delta y, \Delta x, \Delta z, -\delta y, -\delta x, -\delta z) \end{bmatrix}$$

$$F_z = M \begin{bmatrix} F_3(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, \delta x, \delta z) \\ -F_3(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, \delta x, -\delta z) - F_3(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, -\delta x, \delta z) \\ -F_3(\Delta y, \Delta x, \Delta z, -\delta y, \delta x, \delta z) + F_3(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, -\delta x, -\delta z) \\ + F_3(\Delta y, \Delta x, \Delta z, -\delta y, \delta x, -\delta z) + F_3(\Delta y, \Delta x, \Delta z, \delta y, -\delta x, \delta z) \\ -F_3(\Delta y, \Delta x, \Delta z, -\delta y, -\delta x, -\delta z) \end{bmatrix}$$

이다. 보조함수들 F_1, F_2, F_3 은

$$F_1(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \delta x, \delta y, \delta z) = \tan^{-1} \left(\frac{ZY}{XR} \right)$$

$$F_2(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \delta x, \delta y, \delta z) = \ln(-Z + R)$$

$$F_3(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \delta x, \delta y, \delta z) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{R - Y}{R + Y} \right)$$

로 $\Delta x, \Delta y, \Delta z, \delta x, \delta y, \delta z$ 의 변수들로 구성된다. $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 와 X, Y, Z 는

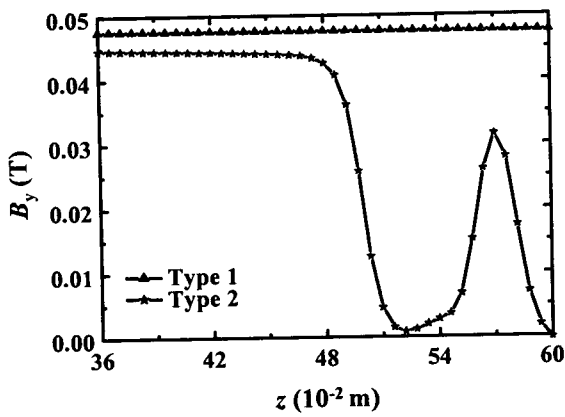
$$\Delta x = x - x', \Delta y = y - y', \Delta z = z - z'$$

$$X = \Delta x - \frac{\delta x}{2}, Y = \Delta y - \frac{\delta y}{2}, Z = \Delta z - \frac{\delta z}{2}, R = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$$

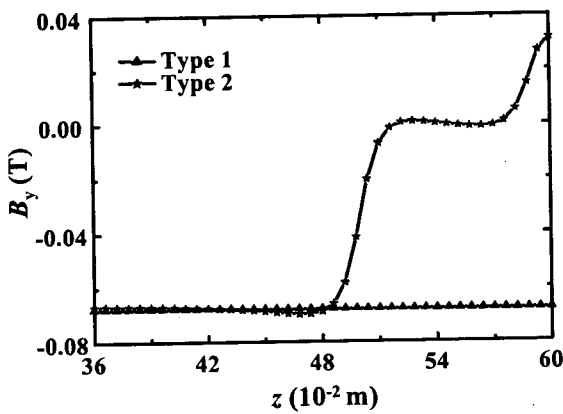
로 표현된다.

2.3 결과

식 (7)의 수치적 계산에서는 해석적 상황과 달리 강자성체를 포함하기 어려우므로 정확한 비교는 어려울 것이나 두 결과의 신뢰성 검증을 위하여 상호 비교 계산을 수행하였다. 초기 자기장(B_0)을 0.1 T로 가정하였고, 수치적 계산 시 자석 표면의 B_y 를 해석적 상황에서의 B_0 와 일치하게끔 자화 값을 정하였다. 그림 5는 해석적 계산과(Type 1)과 수치적 계산(Type 2)을 비교하기 쉽게 하기 위하여 x축 상의 두 개의 점을 각각 0과 $-d$ 로 선택하였고, y를 0.01 m로 고정하여 B_y 의 z방향 의존성을 비교한 것이다. 위의 결과들을 살펴보면 0.48 m를 지나면서 오차가 커지는 것을 알 수 있다. 이는 자석의 가장자리 효과가 발생하기 때문이며 자연스럽게 예측되는 결과이다. 그러나 자석의 가장자리 효과가 없는 구간에서 해석적 해의 결과와 수치적 계산의 결과가 거의 일치함을 알 수 있다.



(a)



(b)

그림 5. (a) $x=0$ m에서 B_y 의 z -방향 의존성, (b) $x=-d$ m에서 B_y 의 z -방향 의존성

Fig. 5 (a) z direction profile of B_y at $x=0$ m, (b) z direction profile of B_y at $x=-d$ m

자석에서 기관쪽 방향으로의 공간 의존성은 더욱 잘 일치하고 있으며[그림 6], 그 결과 식 (4)에서 언급한 자기장의 최대 반경, R값의 차이는 4%미만으로 계산되었다. 따라서 자기장의 투과 거리를 직접 수치적으로 계산하지 않아도 본 연구에서 제시된 식 (4)로부터 그 결과값을 예측할 수 있을 것이다.

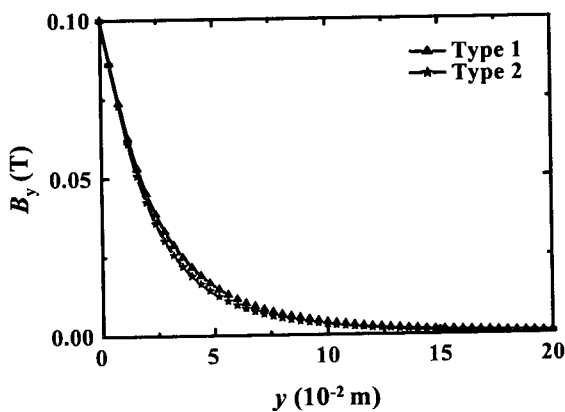


그림 6. $x=0$ m에서 B_y 의 y -방향 의존성

Fig. 6 y direction profile of B_y at $x=0$ m

그림 7은 x 와 y 를 $-d$ m와 0.01 m로 고정하여 B_x 의 z -방향 의존성을 나타낸 것이다. 두 결과의 차이가 크게 나타나는 이유는 해석적 해의 조건과 수치적 계산의 조건이 다르기 때문이다. 해석적 해의 조건은 자석표면의 자기장이 B_0 로 균일한 것이다. 그러나 수치적 계산의 조건은 자석의 자화를 일정한 것이므로, 수치적으로 계산 할 경우 자석표면의 자기장이 B_0 로 균일하게 나타나지 않는다.

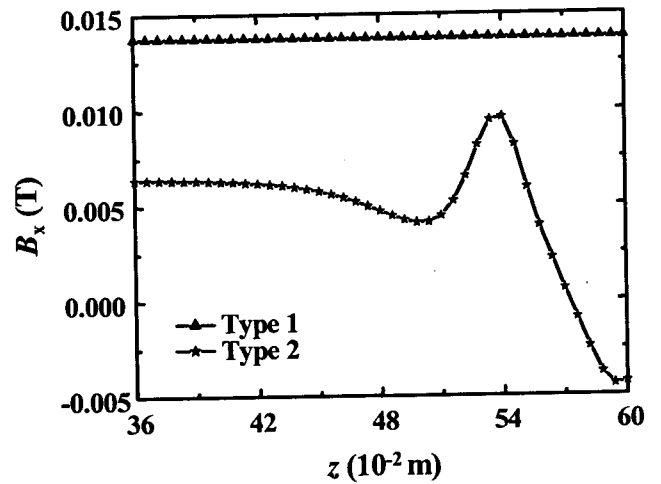


그림 7. $x=-d$ m에서 B_x 의 z -방향 의존성

Fig. 7 z direction profile of B_x at $x=-d$ m

그림 8은 $z=0$ m으로 고정하고, 임의의 시작점에서 해석적으로 계산된 자기력선과 수치적으로 계산된 자기력선을 나타낸 결과이다. 두 결과가 일치하지 않는 이유는 그림 7에서 살펴본 B_x 의 차이 때문이다.

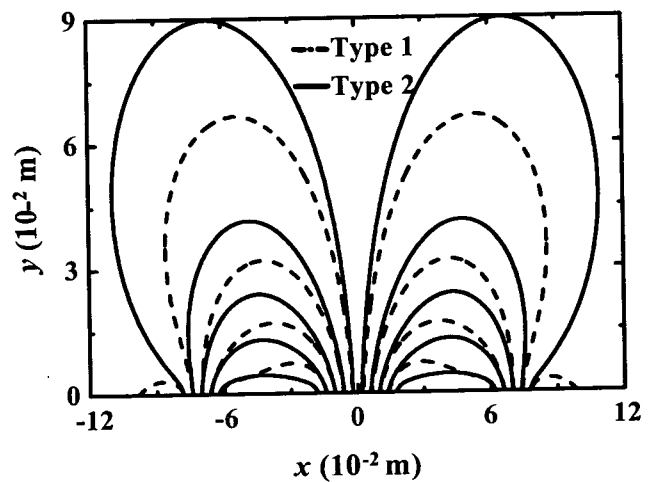


그림 8. $z=0$ m에서의 자기력선

Fig. 8 Magnetic field line at $z=0$ m

위와 같은 비교로부터 두 가지 계산 결과의 신뢰성을 확인할 수 있음을 알 수 있다.

3. 결 론

본 연구에서는 DC 마그네트론 스퍼터링 장치의 영구자석에 의한 자기장을 해석적으로 계산하였고, 해석적 해로부터 도출된 자기장의 최대 반경에 대한 표현식을 제시하였다. 그리고 해석적으로 계산된 결과와 직육면체 자화요소를 이용한 수치적 계산 결과를 근사적인 조건에서 비교하여 신뢰성을 검증하였다.

본 연구의 주 결과인 자기장의 해석적 표현식은 이해하기 힘든 마그네트론 장치의 특성을 분석하는 유용한 하나의 이론적인 도구로 활용될 수 있을 것이다.

참 고 문 헌

- [1] Jang-Young Kim, Sang-Hyun Lee, Seung-Bong Lee, Hyoung-Ho Ahn, Hyun-Chung II, Myung-Se Lee, Byung-Moo Moon, Electrical and Magnetical Characteristics for PZT/Ferrite Ceramics, 전기학회논문지, pp.153-158, 2003
- [2] Seon-Hag Lee, Young-Woo Oh, The effect of Cu substitution on the electromagnetic wave absorbing properties of Ni-Zn ferrites, 전기학회학술대회논문집, pp.1652-1654, 2000
- [3] J. Reece Roth, Industrial Plasma Engineering Volume 2: Applications to Nonthermal Plasma Processing, IOP, pp 85-88, 2001
- [4] Jin-Beom Jeong, Jae-Eul Yeon, Hee-Jun Kim, Single Stage Resonant Power Supply for Driving Magnetron Device, 전기학회논문지, pp.652-633, 2004
- [5] Soo-Hyung SEO, Jae-Yup LEE, Chang-Kyun PARK, Jin-Seok PARK, Characterization of Cu-Ni alloy thin films deposited by magnetron co-sputtering as a function of target configurations, 전기학회학술대회논문집, pp.1485-12000487,
- [6] Michael A. Lieberman, Allan J. Lichtenberg, Principles of plasma discharges and Materials processing, John Wiley & Sons, Inc., pp.146-149, 1994

감사의 글

본 연구는 과학재단 특정 연구개발 과제인 진공기술기반 구축 사업의 지원으로 이루어진 연구로서, 관계부처에 감사 드립니다.

저 자 소 개



유 동 훈(柳 東 勳)

1977년 3월 8일생. 2004년 충북대학교 전기공학과 졸업(학사). 2004년~현재 동 대학원 전기공학과 석사과정
Tel : 054-673-3532, Fax : 043-263-2419
E-mail : ydong77@hotmail.com



권 득 철(權 得 哲)

1977년 3월 8일생. 2004년 충북대학교 전기공학과 졸업(학사). 2004년~현재 동 대학원 전기공학과 석사과정
Tel : 054-673-3532, Fax : 043-263-2419
E-mail : dooltough@hotmail.com



이 종 규(李 宗 圭)

1979년 2월 12일생. 2004년 충북대학교 전기공학과 졸업(학사). 2004년~현재 동 대학원 전기공학과 석사과정
Tel : 041-834-5830, Fax : 043-263-2419
E-mail : soulljk304@chungbuk.ac.kr



윤 남 식(尹 南 植)

1966년 3월 10일생. 1990년 서강대 물리학과 졸업(학사). 1996년 한국과학기술원 대학원 졸업(박사). 현재 충북대학교 전기전자컴퓨터공학부 부교수.
Tel : 043-261-2420, Fax : 043-263-2419
E-mail : nsyoon@chungbuk.ac.kr



김정형 (金貞衡)

1967년 3월 13일생. 1990년 KAIST 물리학과 졸업(학사). 1992년 KAIST 물리학과 졸업(석사). 1996년 KAIST 물리학과 졸업(박사). 현재 한국표준과학연구원 물리표준부 진공센터 연구원

Tel : 042-868-5644, Fax : 042-868-5285

E-mail : jhkim86@kriss.re.kr



신용현 (申容賢)

1961년 3월 9일생. 1983년 연세대 물리학과 졸업(학사). 1985년 연세대 물리학과 졸업(석사). 1999년 충남대 물리학과 졸업(박사). 현재 한국표준과학연구원 책임연구원, 진공기술센터장

Tel : 042-868-5124, Fax : 042-868-5285

E-mail : yhshin@kriss.re.kr