

자기저항 헤드용 MR/TbCo 박막의 자기교환 결합

서정교 · 조순철

승실대학교 전자공학과

서울시 동작구 상도 5동 1-1, 156-743

(1995년 12월 9일 받음, 1996년 2월 16일 최종수정본 받음)

MR/TbCo 박막 계면의 자기교환 결합의 특성을 시뮬레이션 하기 위해서 박막내에 존재하는 자기 에너지를 최소화 하여 자화의 방향을 구하였다. 수치해석 방법으로는 Newton법과 Gauss-Seidel 방법이 이용되었다. TbCo의 이방성 상수에 비례적으로 자기이력곡선의 폭이 변하고, TbCo 천이영역의 두께가 얇을수록 자기이력곡선이 벌어지지 않았다. 특히 TbCo 천이영역의 두께가 400 Å 일때 단일 곡선(보자력 10 Oe 이하)을 보였다. 또한 계면 교환 결합상수가 작을수록 천이영역의 두께가 얇을 때와 비슷한 곡선을 보였고, 완전히 결합된 상태의 1/100 정도 일 때, 단일 곡선을 보였다. 제작한 박막의 자기이력곡선과 비교하여 계면교환 결합상수를 추정할 수 있었다.

I. 서 론

최근 자기기록 장치의 대용량화 추세에 따라 고밀도 재생 헤드로 사용되고 있는 자기저항(Magnetostrictive : MR) 헤드[1]는 인덕티브 헤드처럼 시간에 대한 자속의 변화($d\phi/dt$)를 읽지 않고 자속을 직접 읽기 때문에 헤드와 미디어 사이의 상대속도에 무관한 장점이 있다. 또한 인덕티브 헤드에 비해서 출력전압이 크며, 재생트랙 폭을 기록트랙 폭보다 작게하여 인접 트랙에 의한 재생 노이즈를 감소시킬 수 있고, 코일이 필요하지 않으므로 제조공정이 간단하고, 인덕턴스가 낮은 장점이 있다. 그러나 단점으로는 출력 파형의 비선형성과 Barkhausen 잡음이 크다는 것을 들 수 있다.

Barkhausen 잡음은 자벽이 불균일한 에너지 바닥에 이동함에 의해서 생성되므로 자벽을 없애기 위해 소자에 수평 방향의 자장을 가해서 박막을 단자구 상태로 만들어 줌으로서 제거할 수 있다. 또한 출력 파형의 비선형성은 수직 방향으로 바이어스를 인가해서 동작점을 출력 파형의 선형영역으로 옮겨서 제거 할 수 있다. 수직 방향으로 바이어스 인가를 위해서 MR 소자 위에 FeMn 혹은 TbCo 등을 증착 시켜 NiFe 박막과의 계면자기 교환결합을 이용한다. FeMn은 열에 민감한 단점이 있으며 TbCo는 열에 덜 민감하고 계면 자기교환 결합에 의한 교환자장이 크나 부식 속도가 FeMn 보다 큰 단점[2, 3]이 있다.

본 연구에서는 TbCo 박막을 MR 소자 위에 증착 시켰으며, 증착된 이층 박막의 자기 특성을 시뮬레이션 하였다. MR 소자로는 NiFe를 사용하였으며, NiFe/TbCo 박막의 변수들을 바꾸어 가면서 자기 이력곡선의 변화를 관찰하였다. 특히 TbCo 천이영역 두께의 변화에 따른 자

기이력 곡선의 변화와 계면교환 결합상수에 따른 자화의 분포를 조사하였다. 또한 RF diode 스퍼터링 방법으로 제조한 박막의 자기이력 곡선과도 비교하였다.

II. 시뮬레이션 방법

Fig. 1은 시뮬레이션에 사용된 모델의 3차원 구조이다. NiFe를 10층, TbCo를 20층으로 z축 방향(두께 방향)을 따라서 나누고, 박막의 두께가 폭이나 길이보다 아주 작으므로 감자화의 영향을 무시하였다. 이러한 조건에

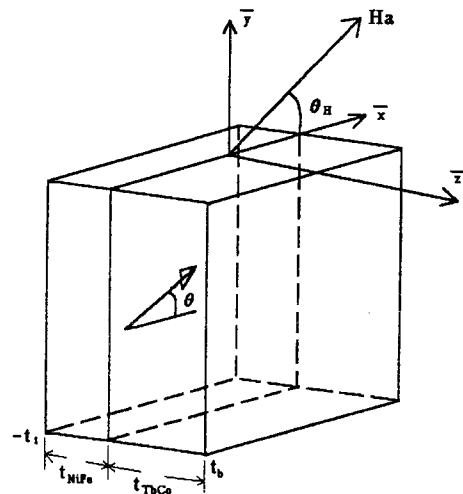


Fig. 1. 3-Dimensional model of films. Unidirectional easy magnetization direction due to interfacial exchange is along $+\bar{x}$ axis.

서 나누어진 각 층 내부의 자화는 인가된 자장에 대해서 동일한 각도로 회전하게 되므로 z축에 따른 1차원 분석으로 간략화 된다. 또한 MR의 수평이방성과 TbCo의 수직이방성 사이에는 천이영역이 존재하고 Fig. 1에서 TbCo의 두께는 천이영역의 두께를 나타낸다. 또한 천이영역 상단의 수직이방성을 수평이방성 K_b 로 나타내었다.

NiFe/TbCo 이층박막에는 이방성 에너지, 교환에너지, Zeeman 에너지가 존재하게 되고, 전체 에너지는 위의 세가지 에너지의 합이 된다. 이를 식으로 표현하면 [4],

$$\begin{aligned}
 E = & \int_{-t_1}^0 [K_1 \sin^2 \theta_1 + A_1 (d\theta_1 / dz)^2 \\
 & - M_1 H_a \cos(\theta_1 - \theta_H)] dz \\
 & + \int_0^{t_2} [K_2 \sin^2 \theta_2 + A_2 (d\theta_1 / dz)^2 \\
 & - M_2 H_a \cos(\theta_2 - \theta_H)] dz \\
 & + K_i [1 - \cos(\theta_{2z} - \theta_{1y})] \\
 & + K_b [1 - \cos^2(\theta_{2b})] \quad (1)
 \end{aligned}$$

이다. 여기서 K, M_s, H_a, A, K_i, K_b 는 이방성 상수, 포화자화, 인가 자장, 자기 교환상수, 계면교환결합상수, TbCo 표면 이방성 상수이고, 첨자 1과 2는 각각 NiFe 영역과 TbCo 영역에서의 값이다. 또한 계면 자기교환 결합에 의한 단방향 자화용이 방향(unidirectional easy magnetization direction)은 $+\bar{z}$ 방향이다. 각 영역 내에서 자화는 인가된 자장에 대해서 위의 에너지를 최소화하려는 방향으로 회전 하게 된다. 따라서 이러한 조건을 만족시키는 자화의 방향을 구하게되면 각 박막 내부에서는 식(2)로 표시되고, 식(3)은 NiFe/TbCo 계면에서, 식(4)는 NiFe 표면, 식(5)는 TbCo 표면에서의 경계조건이다.

$$\begin{aligned}
 K_j \sin(2\theta_j) - 2A_j \frac{d^2 \theta_j}{dz^2} \\
 + H_a M_j \sin(\theta_j - \theta_H) = 0 \quad (2)
 \end{aligned}$$

$$j = 1, 2$$

$$\frac{d\theta_i}{dz} = \frac{K_i}{2A_i} \sin(\theta_{2z} - \theta_{1y}) \quad (3)$$

$$\left. \frac{d\theta_1}{dz} \right|_{z=-t_1} = 0 \quad (4)$$

$$\left. \frac{d\theta_{2b}}{dz} \right|_{z=-t_1} = - \frac{K_b}{2A_2} \sin(2\theta_{2b}) \quad (5)$$

각 층에서의 정규화된 자화를 m 이라 하고, m 의 x축 성분과 y축 성분을 나타내기 위해 $\cos \theta$ 를 m_x , $\sin \theta$ 를 m_y 로 표시한다[5]. θ 는 자화용이 방향과 자화방향 사이의 각이고, θ_H 는 자화용이 방향과 인가된 자장 사이의 각이다.

위의 식의 해를 구하기 위해서 Newton법과 Gauss Seidel 방법을 사용했고, 인가자장을 10 Oe씩 변하게 해서, 각 자장에 대한 자화의 분포를 계산 하였다. 또한 오차의 한계를 10^{-8} 이하로 하였으며, 반복(iteration) 횟수는 최소 500번, 최대 15,000번 하도록 하였다. 수치해석의 특성상 첫번째 반복에 의해 구해진 값은 다음 반복의 초기값으로 놓여지게 된다. 자장이 인가되지 않았을 때, 초기 자화는 자화용이 방향으로 놓여져 있고, 자장은 자화용이 방향의 반대 방향에서 0.1° 의 차이를 가진 9° 로 가해졌다고 가정해서, 자화의 회전이 되지 않는 것을 방지했다. Fig. 2는 m_x 와 m_y 를 계산하기 위한 순서도이다.

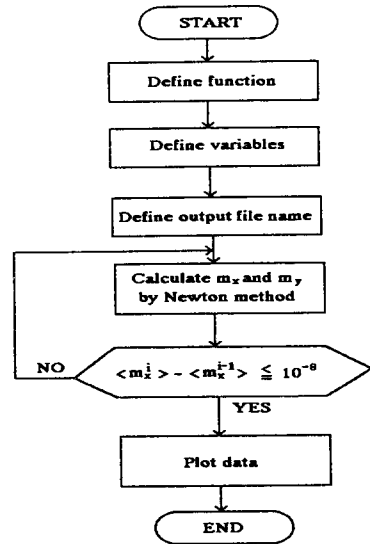


Fig. 2. Flow chart to calculate m_x and m_y .

III. 시뮬레이션 결과 및 검토

시뮬레이션에 사용된 기본 변수값은 NiFe 두께 500 Å, $A_2 = 4 \times 10^{-5}$ erg/cm, $M_2 = 500/4\pi$ G, $K_1 = 1.6 \times 10^3$ erg/cm³, $A_1 = 1 \times 10^{-6}$ erg/cm, $M_1 = 10000/4\pi$ G, $K_b = 1.5$ erg/cm²로 고정하고, TbCo 층의 이방성 상수 (K_2), TbCo 두께, K_i 등을 변화시켰다. 이러한 기본 변수에서 NiFe 층이 TbCo 층보다 자화가 20배 정도 크기 때문에 NiFe 층의 회전이 전체 자화에 대부분 기여하게 된다.

Fig. 3에서는 TbCo 두께 800 Å, $K_i = 40$ erg/cm²로 고정하고, TbCo의 이방성 상수를 변화시켜 가면서 자기이력 곡선의 변화를 관찰하였다.

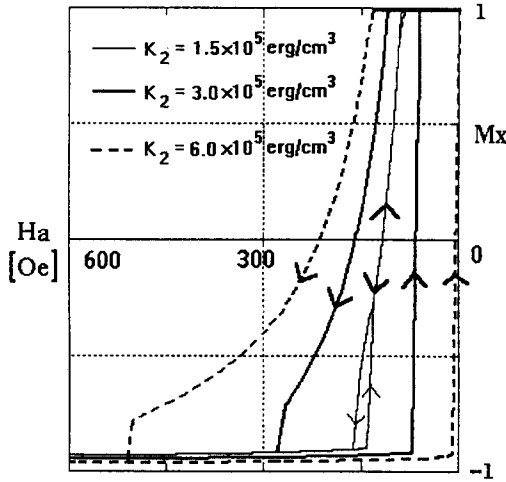


Fig. 3. M-H curve variations with TbCo anisotropy constant ($t_{TbCo} = 800$ Å, $K_i = 40$ erg/cm²).

M_x 는 m_x 의 평균값이고 H_a 는 인가된 자장의 크기이다. 그림에서 두꺼운 실선은 기본 변수에 대한 자기이력 곡선이다. 이방성 상수가 기본값의 약 2배인 6.0×10^5 erg/cm³ 일 때 자기이력 곡선이 기본값의 약 2배정도 벌어지는 것을 볼 수 있고, 510 Oe 정도에서 포화됨을 알 수 있다. 또한 0 Oe 근처에서 원래의 자화 방향으로 반전되는 것을 볼 수 있다. 반면 이방성 상수가 1.5×10^5 erg/cm³ 일 때는 자화가 회전을 시작하는 부분이 80 Oe 근처이고, 아랫부분에서만 약간 벌어지는 것을 볼 수 있다. 이러한 결과는 TbCo 층의 이방성 상수가 커짐에 따라서 TbCo 층의 자화의 회전이 어려워 NiFe 층의 회전을 억제하는 힘이 커지기 때문이다.

Fig. 4에서는 TbCo 두께 800 Å, TbCo의 이방성 상수를 3.0×10^5 erg/cm³이고, K_i 를 변화시켜 가면서 자기이력 곡선의 변화를 관찰하였다.

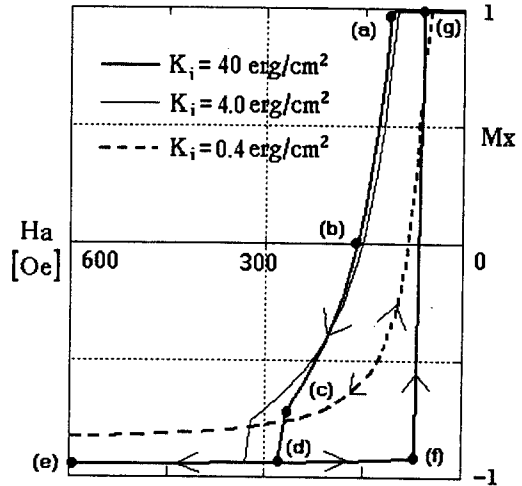


Fig. 4. M-H curve variations with interfacial exchange constant ($t_{TbCo} = 800$ Å, $K_2 = 3.0 \times 10^5$ erg/cm³).

굵은 실선은 계면교환결합상수가 40 erg/cm²인 완전히 결합되었을 때, 가는 실선은 계면교환결합상수가 완전히 결합되었을 때의 1/10인 $K_i = 4.0$ erg/cm² 일때, 점선은 $K_i = 0.4$ erg/cm² 일때의 자기이력 곡선이다. $K_i = 4.0$ erg/cm² 일때는 결합면에서 완전히 결합했을 때의 곡선에 비해 별로 차이를 보이지 않고, 인가된 자장의 방향으로 완전히 회전하기 위해서 약 40 Oe 정도의 자장이 더 인가되어야 함을 볼 수 있다. $K_i = 0.4$ erg/cm² 일때는 많은 차이가 있음을 볼 수 있으며, 계면교환 결합상수가 작을수록 자기이력곡선의 가운데가 벌어지지 않고, 자화가 회전을 시작하는 자장도 적은 것을 알 수 있다.

Fig. 5는 TbCo 두께 800 Å, TbCo의 이방성 상수를 1.5×10^5 erg/cm³로 고정시키고, K_i 를 변화시켜 가면서 측정된 자기이력 곡선이다.

$K_i = 0.4$ 일 때 자기이력 곡선이 Fig. 4와 비교하면 ($K_2 = 3.0 \times 10^5$ erg/cm³) TbCo의 이방성 상수에 거의 영향을 받지 않는 것 처럼 보인다. 이것은 TbCo 이방성 상수에 의한 영향보다, 계면교환 결합상수의 영향이 커지기 때문이다.

계면교환 결합상수에 의한 자기이력 곡선의 변화는

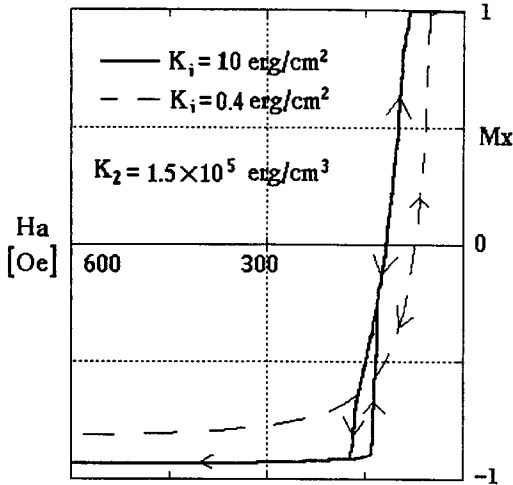


Fig. 5. M-H curve variations with interfacial exchange constants ($t_{\text{TbCo}} = 800 \text{ \AA}$, $K_2 = 1.5 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$).

Fig. 6의 (a)와 (b)에서 설명되어질 수 있다.

Fig. 6 (a)는 Fig. 4의 $K_2 = 3.0 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$, $K_i = 40 \text{ erg/cm}^2$ 인 곡선(굵은 실선) 위에 표시된(a, b, c, d, e, f, g) 자장크기에서의 자화분포이고, Fig. 6 (b)는 Fig. 4의 $K_i = 0.4 \text{ erg/cm}^2$ 일때의 자화분포이다. $K_i = 40 \text{ erg/cm}^2$ 일때 계면에서 NiFe와 TbCo가 완전히 결합된 것을 볼 수가 있으며, NiFe층은 포화 되더라도 TbCo 천이영역의 표면인 800 \AA 부근에서는 거의 회전 이 없는 것을 관찰할 수 있다. Fig. 6(a)에서 -70 Oe 에서의(f) 자화분포는 포화된 후 자장이 감소될 때의 곡선 이고 -60 Oe 에서(g) 초기의 자화분포 방향으로의 급반 전이 발생한다. 반면 $K_i = 0.4 \text{ erg/cm}^2$ 일 때 NiFe와

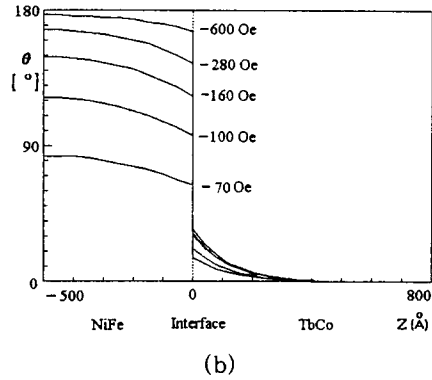
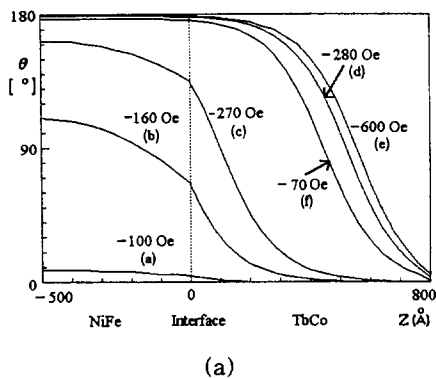


Fig. 6. Magnetization distribution in the NiFe/TbCo bilayer as the applied field is varied. ($t_{\text{TbCo}} = 800 \text{ \AA}$, $K_2 = 3.0 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$) (a) $K_i = 40 \text{ erg/cm}^2$ (b) $K_i = 0.4 \text{ erg/cm}^2$.

TbCo 계면에서 자화 방향의 차이가 많이 생기는 것을 볼 수가 있고, NiFe 영역 내부의 자화가 인가된 자장을 따라서 완전히 회전하더라도 TbCo 영역내부에서의 자화의 방향이 NiFe와 반대방향이므로 Fig. 4에서 $K_i = 0.4 \text{ erg/cm}^2$ 의 곡선이 600 Oe 에서 다른 경우보다 작은 자화값을 갖는다.

Fig. 7은 TbCo의 이방성 상수를 $3.0 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$ 이고, $K_i = 40 \text{ erg/cm}^2$ 로 고정시키고, TbCo 천이영역의 두께에 따른 자기이력 곡선의 변화를 나타낸다.

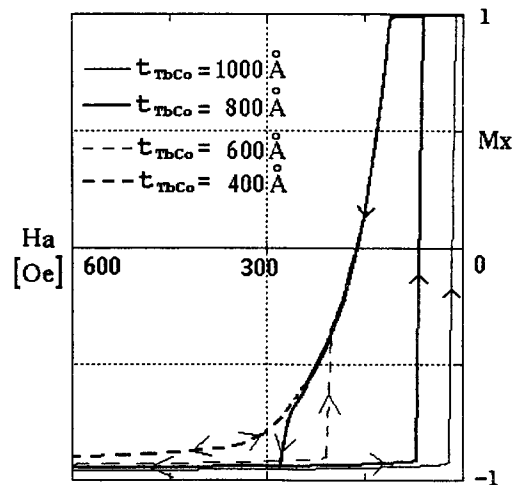
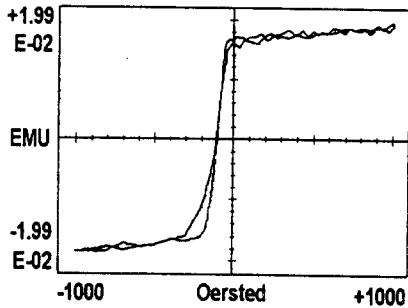


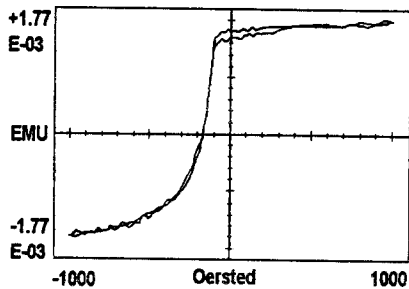
Fig. 7. M-H curve variations with TbCo transition layer thickness ($K_2 = 3.0 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$, $K_i = 40 \text{ erg/cm}^2$).

천이영역의 두께가 두꺼울수록 자기이력 곡선이 벌어지고, 인가된 자장이 0 Oe 부근에서 다시 원래의 자화용이 방향으로 되돌아 오는 것을 볼 수 있다. 천이영역의 두께가 얇을 때와 계면교환 결합상수가 작을때가 비슷한 곡선을 나타냄을 볼 수 있다. 반면에 두께가 얇아지더라도, 자화가 회전하기 시작하는 곡선은 같지만, 다시 반전되는 곡선이 오른쪽으로 이동하는 것을 볼 수 있다. 400 Å 이하에서는 자기이력 곡선이 벌어지지 않았으며, 이는 계면 결합 상수가 완전할 때의 1/100 일 때 ($K_i = 0.4 \text{ erg/cm}^2$)와 유사하다.

Fig. 8은 Perkin Elemer 2400 8L RF 스퍼터를 사용해서 NiFe 두께 470 Å, TbCo 두께 2400 Å으로 박막을 제조하여, 측정된 자기이력 곡선이다[6].



(a)



(b)

Fig. 8. Measured M-H curves. Samples are made by RF-diode sputterer.

Fig. 8 (a)는 Fig. 5에서 보인 $K_2 = 1.5 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$, $K_i = 10 \text{ erg/cm}^2$ 일때의 곡선과 비슷하며, Fig. 8 (b)는 $K_2 = 1.5 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$, $K_i = 0.4 \text{ erg/cm}^2$ 일

때와 비슷한 곡선이다. 이로부터 실제 증착된 박막의 자기이력 곡선을 본 논문의 방법으로 시뮬레이션 할 수 있으며 박막의 K_2 를 측정하면 K_i 를 추정할 수 있음을 알 수 있다. Fig. 8 (a)와 (b)는 서로 다른 계면교환 결합상수를 갖는 것으로 사료된다. 그 이유는 계면 증착시의 기판 온도[4]와 잔류기체 속의 수분 함량 차이 등에 의한 것으로 생각할 수 있으나 좀더 깊은 연구가 필요하다.

IV. 결 론

이중 접합된 MR/TbCo 자기 박막의 에너지를 최소화하여 자화분포와 자기 이력곡선을 시뮬레이션 할 수 있는 프로그램을 개발하였다. 천이 영역의 두께가 얇을 수록, 계면의 교환결합상수가 작을수록, TbCo의 이방성 상수가 작을수록 가운데가 벌어지지 않은 자기이력곡선을 얻었다.

본시뮬레이션은 박막의 자기이력 곡선과 자화의 분포 상태를 예측 할 수 있게 하며, 제작한 박막의 자기이력 곡선으로 측정할 수 없는 계면교환 결합상수등을 추정하는데 이용할 수 있을 것으로 사료된다.

감사의 글

본 연구는 94년도 교육부 신소재 연구 지원에 의해 이루어졌음.

참고문헌

- [1] Petru Ciureanu and H. Gavrilă, Magnetic heads for digital recording, Chapter 7, Elsevier(1987) pp. 568 ~ 666.
- [2] William C. Cain, William H. Meiklejohn and Mark H. Kryder, J. Appl. Phys. **61**, 4170 (1987).
- [3] 오장근, 안동훈, 조순철, 한국자기학회지 **3**, 293 (1993).
- [4] N. Smith, W. C. Cain, J. Appl. Phys., **69**(4), pp. 2471 ~ 2479(1991).
- [5] N. Smith, J. Appl. Phys., **63**(8), pp. 2932 ~ 2937(1988).
- [6] S. Jo and J. Oh, Advanced Computational and Design Techniques in Applied Electromagnetic System, Elsevier(1995) pp. 715 ~ 718.

Magnetic Exchange Coupling at The Interface of MR /TbCo Thin Films

J-K. Seo, S-C. Jo

Department of Elecronic Engineering, Soongsil University, Seoul, 156-743, Korea

(Received 9 December 1995, in final form 16 February 1996)

To simulate the characteristics of magnetic exchange coupling at the interface of MR/TbCo thin films, the directions of magnetizations were calculated by minimizing energy in the films. Newton method and Gauss-Seidel method were used. The width of M-H curve increased with TbCo anisotropy constant, and with the thickness of the transition region of TbCo layer. Hysteresis loop width became extremely narrow (less than 10 Oe of coercivity), when the TbCo transition region length was 400 Å. Also the hysteresis loop of films with low interfacial exchange coupling constant was similar to that of short transition region length. When interfacial exchange coupling constant was 1/100 of perfect coupling, hysteresis loop showed a coercivity of less than 10 Oe. Comparing the measured hysteresis loop of a fabricated sample with that of simulated one, exchange coupling constant could be estimated.