ISSN (Print) 1598-5385
ISSN (Online) 2233-6648
≪연구논문≫ Journal of the Korean Magnetics Society 24(5), 140-145 (2014) http://dx.doi.org/10.4283/JKMS.2014.24.5.140

# MnIr Thickness Dependence of Torque Signals in CoFe/MnIr Thin Films

**Dong Young Kim and Seok Soo Yoon***
*Department of Physics, Andong National University, Andong 760-749, Korea*

(Received 13 October 2014, Received in final form 16 October 2014, Accepted 16 October 2014)

We analyzed the MnIr thickness dependence of torque signals measured in exchange coupled CoFe/MnIr ($t_{AF}$) bilayers. The measured torque signals were compared with calculated ones by Stoner-Wohlfarth model. The exchange coupling anisotropy $J_c$ was considered for the model calculation between ferromagnetic (F) and antiferromagnetic (AF) layers with uniaxial anisotropy constant of $K_F$ and $K_{AF}$, respectively. The rotational losses were appeared in the range of $0.5t_c < t_{AF} < t_c$ ($= J_c/K_{AF}$) by the unpinned AF layer. While, the unidirectional anisotropy ($J_k$) was caused by the pinned AF layer at $t_{AF} > t_c$. The critical thickness of MnIr layer was $t_c$ = 3.4 nm in CoFe/MnIr bilayers. The rotational losses behavior as shown in $t_{AF}$ = 3 nm sample were explained by the random orientation of the easy axis of AF grains. The unidirectional anisotropy obtained from torque signal of $t_{AF}$ = 10 nm sample was $J_k = 0.63J_c$. Thus, the unidirectional anisotropy can be enhanced up to $J_k = J_c$ by aligning the AF easy axis.

**Keywords :** exchange coupling, torque signal, critical thickness, exchange bias, rotational loss

# CoFe/MnIr 박막 재료에서 MnIr의 두께에 따른 토오크 신호 분석

**김동영 · 윤석수***
안동대학교 물리학과, 경북 안동시 경동로 1375, 760-749

(2014년 10월 13일 받음, 2014년 10월 16일 최종수정본 받음, 2014년 10월 16일 게재확정)

본 연구에서는 교환 결합 특성을 갖는 CoFe/MnIr 박막 재료에서 MnIr의 두께에 따라 측정한 토오크 신호를 Stoner-Wohlfarth 모델로 계산한 결과와 비교 분석하였다. 모델 계산을 위하여 일축 이방성 상수 $K_F$와 $K_{AF}$를 각각 갖는 강자성(F)층과 반강자성(AF)층 계면에 작용하는 교환 결합 상수 $J_c$를 고려하였다. 고정되지 않는 AF층에 의한 회전 손실은 $0.5t_c < t_{AF} < t_c$ ($= J_c/K_{AF}$)의 범위에서 나타나며, 고정된 AF층에 의한 일방 이방성 상수 $J_k$는 $t_{AF} > t_c$에서 나타났다. CoFe/MnIr 재료에서 임계두께는 $t_c$ = 3.4 nm였으며, $t_{AF}$ = 3 nm의 시편에서 측정한 토오크 신호에서 보인 회전 손실은 AF 결정립의 용이축이 모든 방향으로 고르게 분포한 특성으로 설명되었다. $t_{AF}$ = 10 nm의 시편에서 측정된 토오크 신호에서 추출한 일방 이방성 상수는 $J_k = 0.63J_c$의 관계를 보였다. 따라서, 일방 이방성 상수는 AF 결정립의 용이축을 한쪽 방향으로 정렬할 경우 $J_k = J_c$가 되어 약 37 %의 특성 향상을 기대할 수 있다.

**주제어** : 교환 결합, 토오크 신호, 임계 두께, 교환 바이어스, 회전 손실

## I. 서 론

강자성층(F)과 반강자성층(AF)으로 구성된 F/AF 박막 재료는 두 층을 서로 결합시키는 교환 결합(exchange coupling) 특성을 보인다. 이러한 교환 결합 특성은 두 박막의 계면에 존재하는 AF 스핀들에 의한 영향으로 일방 이방성 에너지 특성으로 해석되고 있으며, 비상보성 AF층의 고정에 의하여 자화 곡선을 한쪽으로 이동시키는 교환 바이어스(exchange bias, $H_{ex}$) 현상이 나타나게 한다. 따라서 교환 바이어스는 일방 이방성 상수($J_k$), 강자성층의 두께($t_F$)와 강자성층의 포화 자화량($M_s$)과 관련지어 $H_{ex} = J_k M_s t_F$로 표현된다[1]. 이러한 교환 바이어스는 하드디스크 헤드 및 자기 센서 소자로 활용되는 스핀 밸브형 거대 자기저항 또는 터널링 자기저항재료에서 강자성층의 자화를 고정시켜 자기저항비를 안정화시키는 역할을 한다[2-4]. 차세대 하드디스크 헤드의 신호 안정화와 결부되어 교환 바이어스의 향상 및 교환 결합 메커니즘 분석에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다.

© The Korean Magnetics Society. All rights reserved.
*Corresponding author: Tel: +82-54-820-5450,
Fax: +82-54-823-1628, e-mail: yoon@andong.ac.kr

교환 바이어스 현상은 표면이 산화된 Co 미립자에서 1956년에 Meiklejohn과 Bean에 의해 처음으로 발견되었다[5, 6]. 그들은 표면의 CoO 반강자성층과 내부의 Co 강자성층 계면에서 나타난 일방 이방성 에너지가 교환 바이어스 특성을 나타나게 만든 원인으로 해석하였다. 일반적으로 F/AF 재료의 교환 결합 특성은 반강자성체의 일축 이방성 에너지 특성과 관계되며, MnIr 재료를 반강자성체로 사용한 경우 가장 우수한 교환 바이어스 특성을 보인다[7, 8]. 이들 F/AF 재료의 자기 이방성 에너지 특성을 강자성공명 방법을 사용하여 분석한 경우 반강자성층의 두께에 따라서 일방 이방성 에너지 뿐만 아니라 비등방성 에너지인 rotatable anisotropy 특성이 관측되었다[9-11]. 이러한 이방성 에너지 특성은 재료의 제조 시 만들어지는 반강자성체 결정립의 용이축 분포뿐만 아니라 반강자성층의 일축 이방성 에너지와 관련되어 있으므로, 이방성 에너지를 직접 측정하는 토오크(Torque) 신호는 F/AF 재료의 교환 결합 특성을 분석하는데 용이한 방법이다[12].

따라서 본 연구에서는 교환 결합 특성을 갖는 CoFe/MnIr 재료에서 MnIr 두께에 따른 토오크 신호를 측정하였으며, S-W 모델(Stoner-Wohlfarth model)을 사용하여 반강자성체 결정립의 용이축 분포 및 일방 이방성 상수 특성을 분석하였다.

## II. 실험방법

교환 결합 특성을 갖는 강자성/반강자성 재료로 $Co_{70}Fe_{30}$/$Mn_{75}Ir_{25}$ 구조를 사용하였다. 이때 CoFe 박막의 두께는 50 nm로 고정하였으며, MnIr 박막의 두께는 $t_{AF}$ = 0, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 5, 7 및 10 nm의 재료를 제작하였다. 이들 재료들은 열산화막이 있는 Si 기판 위에 MnIr의 결정성장을 증진시키기 위하여 하부층으로 Ta(5 nm)/Cu(20 nm)를 증착하였으며, 산화 방지를 위한 보호층으로 Ta(5 nm)를 증착하였다. 모든 재료는 DC 마그네트론 스퍼터링 방법을 사용하여 증착하였으며, 교환 결합 특성 향상을 위하여 진공(~$10^{-6}$ torr) 하에서 3.0 kOe의 자기장을 인가하면서 300 ºC에서 1시간 동안 진공 자기장 열처리를 수행하였다.

CoFe/MnIr($t_{AF}$) 박막 재료의 토오크 신호를 측정하기 위하여 영점보정방법(null method)을 채택하여 민감도가 $10^{-3}$ dyne · cm인 토오크 측정기를 사용하였다. 이때 일정한 자기장을 인가한 후 자기장의 방향($\theta_H$)을 −90º~450º까지 순방향과 역방향으로 회전하는 자동화된 장치에서 자기장의 방향에 따른 토오크 신호를 측정하였다. 일방 이방성 상수, 일축이방성 상수 및 회전 손실은 MnIr 두께를 변화시키면서 측정한 토오크 신호 각각을 푸리에(Fourier) 변환하여 구하였다. 측정된 토오크 신호는 S-W 모델을 사용하여 분석하였다.

## III. 실험결과 및 고찰

스핀들이 서로 같은 방향으로 강하게 결합되어 포화자화량이 큰 강자성(ferromagnetic, F) 박막과 스핀들이 서로 반대방향으로 강하게 결합되어 포화자화량이 없는 반강자성(Antiferromagnetic, AF) 박막들을 두 층으로 증착한 경우 F/AF 계면에 존재하는 스핀들 간의 상호 작용으로 교환 결합 특성이 나타난다. 이러한 결합 특성은 강자성층의 자화 곡선에 영향을 주며, AF층이 고정되어 있는 경우 자화 용이축에서 측정한 자화 곡선은 바이어스가 걸린 것과 같이 한쪽 방향으로 치우친 형태로 측정된다. F/AF 구조를 갖는 박막 재료에서 자화 곡선이 한쪽 방향으로 치우친 자기장의 세기를 교환 바이어스(exchange bias, $H_{ex}$)라고 정의하고 있으며, 이는 계면의 교환 결합 에너지인 일방 이방성 에너지에 의해 나타나는 현상으로 해석되고 있다.

F/AF 재료에서 교환 바이어스가 보자력보다 큰 경우 강자성층의 자구들은 단일자구 형태를 이루게 되므로 S-W 모델을 적용하여 교환 결합 특성을 분석하는 것이 가능하다[13]. 따라서, 본 연구에서는 두께 $t_F$를 갖는 강자성층과 두께가 $t_{AF}$인 반강자성층 계면에 의한 교환 결합 에너지를 갖는 F/AF 재료의 이방성 에너지 특성 분석에 S-W 모델을 사용하였다. 이 모델은 계면의 교환 결합 에너지의 차원과 일치시키기 위하여 강자성층과 반강자성층의 단위 면적당 에너지 밀도를 사용하였으며, 교환 결합 특성을 갖는 F/AF 구조에 대하여 단위 면적당 에너지 밀도($E_T$)는 다음과 같이 표현된다[14].

$$E_T = -HM_s t_F \cos(\phi_F - \theta_H) + K_F t_F \sin^2\phi_F + J_c \cos(\phi_F - \phi_{AF}) + K_{AF} t_{AF} \sin^2\phi_{AF} \quad (1)$$

여기서 $M_s$ 및 $K_F$는 강자성층의 포화자화량 및 일축이방성 상수 이며, $K_{AF}$는 반강자성층의 일축 이방성 상수이다. $\theta_H$는 자화 용이축으로부터 고려한 외부 인가자기장의 방향을 나타내며, $\phi_F$ 및 $\phi_{AF}$는 강자성층의 자화 방향과 반강자성층의 스핀 방향을 각각 나타낸다. 그리고 $J_c$는 교환 결합 에너지 상수이다. F/AF 재료에 자기장을 인가한 경우, 강자성층의 자화는 항상 에너지가 최소가 되는 방향으로 향한다. 따라서 에너지 밀도가 최소가 되는 조건을 만족하기 위해서는 $\phi_F$ 및 $\phi_{AF}$에 대한 $E_T$의 일차 미분 값이 영이 되어야 한다. 식(1)로부터 에너지 밀도가 최소가 되는 즉, $\partial E_T/\partial\phi_F = 0$과 $\partial E_T/\partial\phi_{AF} = 0$을 만족하는 조건으로부터 강자성층의 평형 자화 각도 $\phi_{Feq}$ 및 반강자성층의 평형 스핀 각도 $\phi_{AFeq}$를 구할 수 있다. 이들 $\phi_{Feq}$ 및 $\phi_{AFeq}$ 값을 이용하여 F/AF 재료의 자기장의 방향에 따른 토오크 신호를 계산할 수 있다. 강자성 재료의 토오크 신호($\tau$)는 자기장 방향에 따른 에너지 밀도의 변화로 정의되며 다음과 같이 표현된다[15].

$$\tau(\theta_H) = -\frac{\partial E_T}{\partial \theta_H} \quad (2)$$

F/AF 재료에서 자기장 각도($\theta_H$)에 따른 토오크 신호는 강자성층의 평형 자화 각도 $\phi_{1eq}$를 (2)식에 대입하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\tau(\theta_H) = HM_s t_F \sin(\phi_{Feq} - \theta_H) \quad (3)$$

교환 결합력을 갖는 F/AF 재료의 반강자성층의 두께에 따른 토오크 신호 특성을 분석하기 위하여 식(1)에서 $J_c = 1.0$ erg/cm$^2$이고 $t_F K_F = 0.2$ erg/cm$^2$ 사용하였다.

Fig. 1은 F/AF 구조에서 반강자성층의 면적당 에너지가 $t_{AF}K_{AF} = 0$, 0.9 및 3 erg/cm$^2$인 경우에 대하여 S-W 모델로 계산한 토오크 신호를 보인다. $t_{AF}K_{AF} = 0$은 계산에 사용한 일축 이방성 상수 $t_F K_F = 0.2$ erg/cm$^2$를 갖는 강자성층만 있는 경우이므로 토오크 신호는 $\sin^2(\theta_H)$에 비례하는 일축 이방성 에너지 특성만 보인다. $t_{AF}K_{AF} = 0.9$ erg/cm$^2$에서는 일축 이방성 상수 증가뿐만 아니라 $\theta_H = 90^o$ 및 $270^o$ 근처에서 반강자성체의 스핀 반전에 의한 이력 특성이 나타난다. 이러한 특성은 $J_c > t_{AF}K_{AF}$ 조건에서 일어나는 특성으로 교환 결합

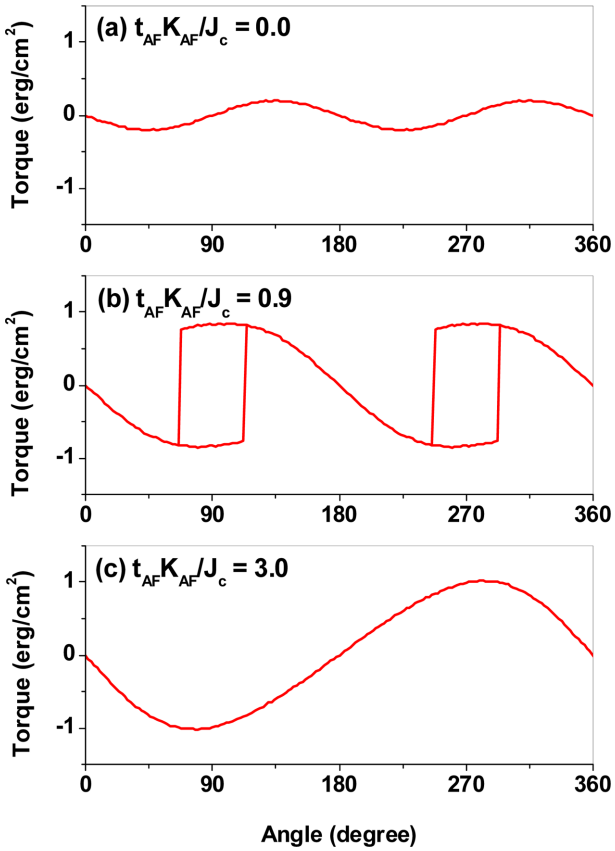


**Fig. 1.** (Color online) Calculated torque signals in F/AF bilayers with (a) $t_{AF}K_{AF}/J_c = 0$, (b) $t_{AF}K_{AF}/J_c = 0.9$ and (c) $t_{AF}K_{AF}/J_c = 3.0$.

에너지가 반강자성층의 스핀 반전을 일으키는 경우이므로 반강자성층의 이방성 에너지에 의하여 일축 이방성 에너지가 증가하고 또한 반강자성층의 스핀 반전에 의하여 회전 손실(Rotational loss, RL)이 나타난다. $t_{AF}K_{AF} = 3$ erg/cm$^2$에서 계산한 토오크 신호는 $\sin(\theta_H)$에 비례하는 일방 이방성 에너지 특성을 보인다. 이러한 특성은 반강자성층이 고정되어 계면의 효과인 교환 결합 에너지에 의한 영향이 일방 이방성 에너지 특성으로 나타난 결과이다.

자기장의 방향에 따른 토오크 신호로부터 반강자성층의 고정에 의하여 교환 바이어스 특성에 기여하는 일방 이방성 상수를 분석하기 위하여 푸리에 변환 기법을 사용하였다. 또한 자기장의 순방향 및 역방향으로 회전하는 자기장 각도에 대하여 계산한 토오크 신호의 차로부터 반강자성층의 일축 이방성 에너지 특성을 반영하는 회전 손실을 구하였다.

Fig. 2는 F/AF 구조에서 반강자성층의 면적당 에너지 $t_{AF}K_{AF}$에 따른 일방 이방성 상수 $J_k$와 회전 손실 특성을 보인다. 일방 이방성 상수는 $t_{AF}K_{AF} = J_c$인 반강자성체의 임계 두께($t_c = J_c/K_{AF}$) 이상에 나타나며, 식(1)의 에너지 조건에서 반강자성층의 고정에 의해 나타나는 일방 이방성 상수 $J_k = J_c$의 값을 갖는다. 한편, 회전 손실은 $0.5t_c < t_{AF} < t_c$에서 나타나며, $0.0 < t_{AF} < 0.5t_c$에서는 회전손실은 나타나지 않는다.

계산에 의한 토오크 신호 분석 결과를 교환 결합 특성을

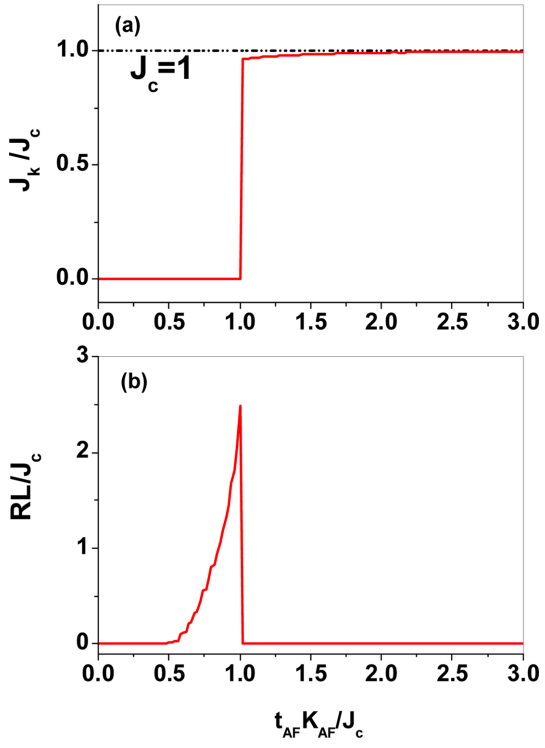


**Fig. 2.** (Color online) AF thickness dependence of (a) unidirectional anisotropy constant ($J_k/J_c$) and (b) rotational loss ($RL/J_c$) in F/AF bilayers. The solid lines are calculated by S-W model.

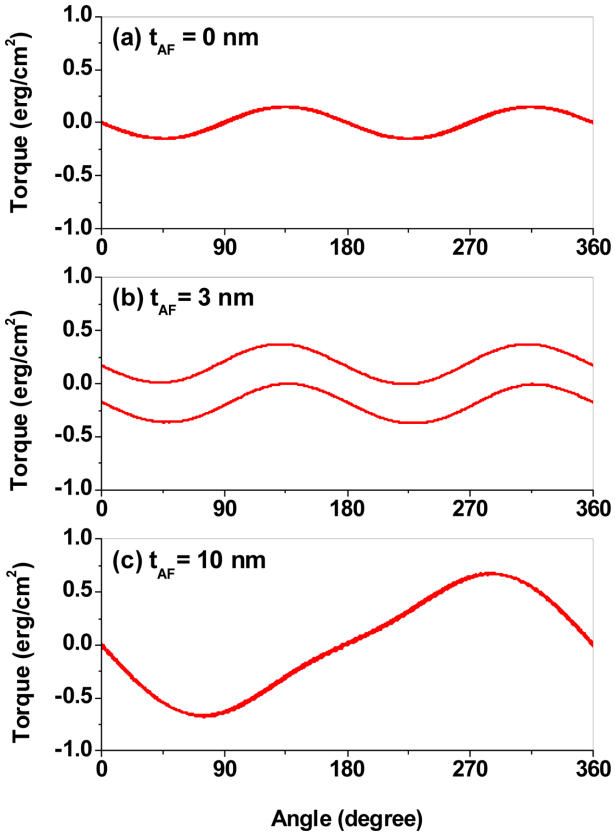


**Fig. 3.** (Color online) Measured torque signals in CoFe/MnIr bilayers with (a) $t_{AF} = 0$, (b) $t_{AF} = 3$ nm and (c) $t_{AF} = 10$ nm.

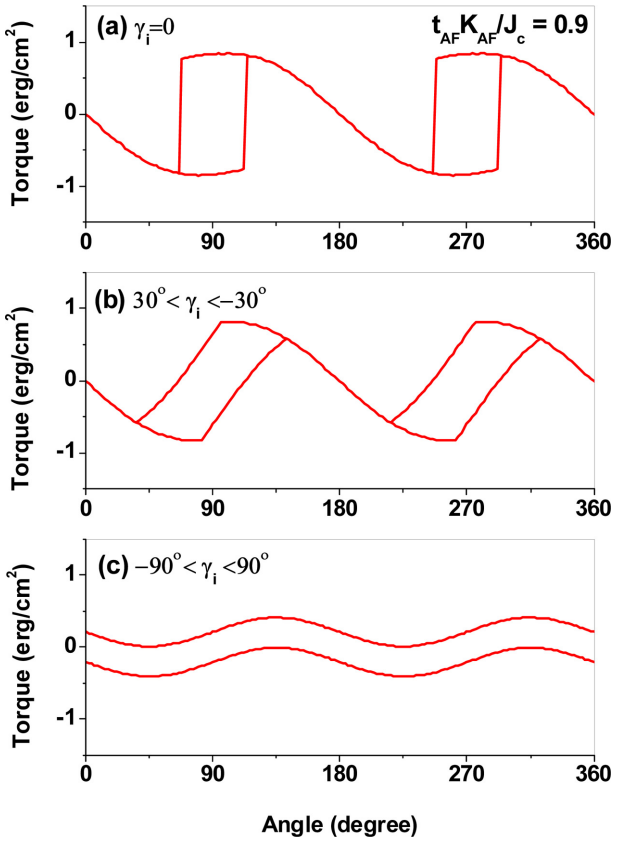


**Fig. 4.** (Color online) Calculated torque signals in F/AF bilayers with AF easy axis distribution of (a) $\gamma_i = 0$, (b) $-30^o < \gamma_i < 30^o$ and (c) $-90^o < \gamma_i < 90^o$.

갖는 CoFe/MnIr 재료에서 측정한 토오크 신호와 비교 분석하였다.

Fig. 3은 CoFe/MnIr 구조에서 MnIr의 두께가 $t_{AF} = 0$, 3 및 10 nm인 경우의 토오크 신호를 보인다. MnIr의 두께 $t_{AF} = 0$ nm인 시편은 Fig. 1(a)와 같이 강자성층인 CoFe 재료 자체의 일축 이방성 특성에 의한 토오크 신호를 보인다. $t_{AF} = 10$ nm의 재료에서 측정한 토오크 신호는 Fig. 1(c)와 같이 일방 이방성 에너지 특성을 보인다. 그러나 $t_{AF} = 3$ nm 재료에서 측정한 토오크 신호는 회전 손실을 보이고 있으며, 회전 손실 특성은 자기장의 방향에 무관하게 모든 방향에 거의 동일한 값을 보였다. 이러한 회전 손실 특성을 분석하기 위하여 반강자성체의 용이축 분포 특성을 식(1)에 도입하였다.

$$E_{AF} = \sum_i K_{AF} t_{AF} \sin^2(\phi_{AF} - \gamma_i) \tag{4}$$

여기서 $\gamma_i$는 반강자성체의 용이축의 방향이며 용이축의 분포 각도를 $i$등분하도록 하였다. 본 연구에서는 반강자성층의 최대 분포 특성을 $-90^o < \gamma_i < 90^o$로 설정하였다.

Fig. 4는 반강자성 결정립의 용이축 분포에 따른 토오크 신호의 계산 결과를 보인다. 반강자성층의 용이축이 강자성층의 용이축 방향으로 정렬한 경우 즉 $\gamma_i = 0$에서는 Fig. 1(b)와 같이 반강자성층의 스핀 반전 특성에 의하여 나타나는 회전 손실 특성과 일치한다. Fig. 4(b)는 $-30^o < \gamma_i < 30^o$의 분포 조건에서 계산한 토오크 신호이다. 반강자성체의 용이축 분포가 0°에서 30°로 증가하면 회전 손실을 일으키는 스핀 반전 역시 0°에서 30°도 가량 확장되어 나타난다. Fig. 4(c)는 $-90^o < \gamma_i < 90^o$의 분포 조건에서 계산한 토오크 신호는 Fig. 3(b)에서 보인 토오크 신호와 유사한 형태를 보인다. 이러한 결과로부터 CoFe/MnIr 재료에서 MnIr 결정립의 용이축은 $-90^o < \gamma_i < 90^o$의 범위로 분포하고 있음을 알 수 있다. 반강자성층 결정립의 용이축이 $-90^o < \gamma_i < 90^o$의 범위로 분포하고 있는 경우 $t_{AF}K_{AF}$에 따른 일방 이방성 상수 및 회전손실 특성 변화에 대한 계산이 필요하다.

Fig. 5는 F/AF 구조에서 반강자성층 결정립의 용이축이 $-90^o < \gamma_i < 90^o$의 범위로 분포하고 있는 경우 $t_{AF}K_{AF}$에 따른 일방 이방성 상수와 회전 손실 특성을 보인다. 임계 두께 이상에서 나타나는 일방 이방성 상수는 $J_k = 0.63J_c$의 값을 갖는다. 회전 손실은 Fig. 2(b)에서 보인 $\gamma_i = 0$에서 계산한 값과

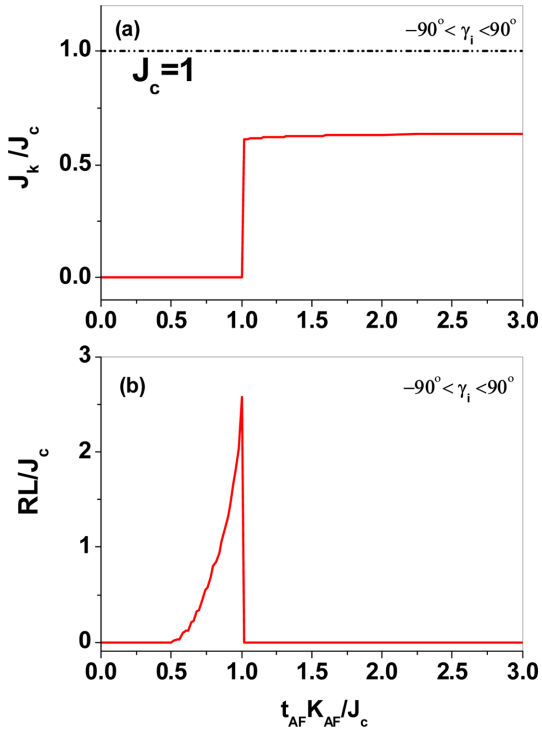


**Fig. 5.** (Color online) AF thickness dependence of (a) unidirectional anisotropy constant ($J_k/J_c$) and (b) rotational loss ($RL/J_c$) in F/AF bilayers with AF easy axis distribution of $-90^o < \gamma_i < 90^o$.

동일하게 나타났다. 따라서, 회전 손실은 반강자성층 결정립의 용이축 분포에 무관함을 알 수 있었다. 반강자성층 결정립의 용이축 분포 특성을 고려한 토오크 신호 계산 결과를 교환 결합 특성을 갖는 CoFe/MnIr 재료에서 측정한 토오크 신호와 비교 분석하였다.

Fig. 6은 CoFe/MnIr 재료에서 MnIr의 두께에 따른 일방

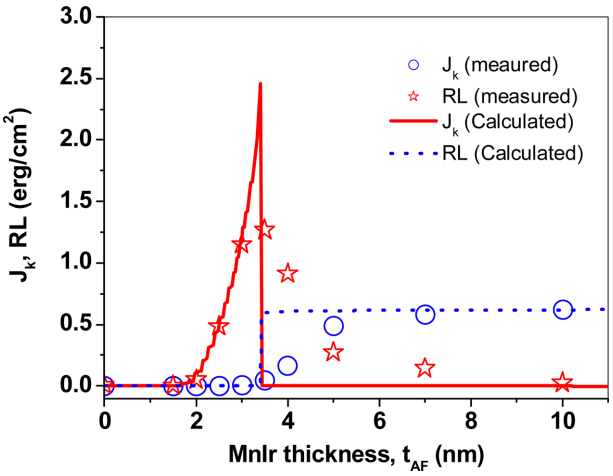


**Fig. 6.** (Color online) AF thickness dependence of unidirectional anisotropy constant ($J_k$) and rotational loss ($RL$) in CoFe/MnIr bilayers. The solid lines are calculated by S-W model with AF easy axis distribution of $-90^o < \gamma_i < 90^o$.

이방성 상수와 회전 손실 특성을 보인다. 회전 손실 특성은 $J_c = 0.98$ erg/cm$^3$을 갖는 경우에 대하여 계산 결과와 일치하였으며, 이 경우 MnIr의 임계두께 $t_c = 3.4$ nm로 나타났다. 이러한 결과로부터 구한 MnIr의 일축 이방성 상수는 $K_{AF} = 2.9 \times 10^6$ erg/cm$^3$의 값을 얻을 수 있었다. 회전 손실이 거의 없는 $t_{AF} = 10$ nm에서 측정된 일방 이방성 상수는 $J_k = 0.63J_c = 0.62$ erg/cm$^2$의 값과 일치하였다.

이들 결과로부터 CoFe/MnIr 재료에서 MnIr은 층착시 결정립으로 성장하며, 결정립의 용이축은 $-90^o < \gamma_i < 90^o$ 방향으로 고르게 분포하는 특성을 갖고 있음을 알 수 있었다. 한편, Fig. 6에서 보듯이 임계 두께 이상인 $t_{AF} = 4$ 및 5 nm에서 계산 결과와 달리 회전 손실이 크게 나타나고 있다. 이러한 결과는 MnIr 결정립들의 일부는 MnIr의 두께만큼 성장하고, 나머지 대부분은 MnIr의 두께만큼 성장하지 못하고 있음을 보이고 있었다.

따라서, CoFe/MnIr 재료의 일방 이방성 상수를 향상시키기 위하여 MnIr 결정립의 용이축을 한쪽 방향으로 정렬하는 것이 필요하며, 이 경우 일방이방성 상수를 약 37 % 향상시키는 것이 가능하다. 또한 MnIr 결정립의 성장을 두께만큼 성장시킬 경우 MnIr의 두께를 줄여서 사용하는 것이 가능함을 본 연구를 통하여 알 수 있었다.

## IV. 결　　론

본 연구에서는 교환 결합력을 갖는 CoFe/MnIr 재료에서 MnIr 두께에 따른 토오크 신호를 측정하였으며 S-W 모델로 계산한 결과와 비교 분석하였다. 모델 계산에서 강자성(F)층과 반강자성(AF)층 계면에서 스핀들간의 상호작용에 의한 교환 결합 상수 $J_c$를 도입하였으며, 계산된 토오크 신호로부터 회전 손실과 일방 이방성 상수 $J_k$를 도출하였다. 계산 결과 회전손실은 반강자성층 두께가 $0.5t_c < t_{AF} < t_c$ $(= J_c/K_{AF})$의 범위에서 고정되지 않은 반강자성층의 스핀 반전에 의하여 나타났으며, $J_k$는 $t_{AF} > t_c$에서 고정된 반강자성층의 계면 효과인 $J_c$에 비례하는 관계를 보였다.

CoFe/MnIr 박막 재료에서 MnIr의 임계 두께 및 일축 이방성 상수는 각각 $t_c = 3.4$ nm 및 $K_{AF} = 2.9 \times 10^6$ erg/cm$^3$의 값을 가졌다. $t_{AF} = 3$ nm인 시편에서 측정된 회전 손실은 MnIr 결정립의 용이축이 모든 방향으로 고르게 분포한 특성을 반영하고 있었으며, 이 경우 $J_k = 0.63J_c$의 관계를 나타냄을 알 수 있었다. 따라서, CoFe/MnIr 재료의 일방 이방성 상수를 향상시키기 위하여 MnIr 결정립의 용이축을 한쪽 방향으로 정렬하는 것이 필요하며, 이때 $J_k = J_c$가 되어 일방 이방성 상수를 약 37 % 향상시키는 것이 가능하게 된다.

## 감사의 글

이 논문은 2010년도 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 기초연구사업 지원을 받아 수행된 것임 (NRF2010-0008282).

## References

[1] T. Sato, M. Tsunoda, and M. Takahashi, J. Appl. Phys. **95**, 7513 (2004).
[2] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, Phys. Rev. B **39**, 2489 (1989).
[3] S. S. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S. H. Yang, Nature Mat. **3**, 862 (2004).
[4] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando, Nature Mat. **3**, 868 (2004).
[5] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).
[6] W. H. Meiklejohn, J. Appl. Phys. **33**, 1328 (1962).
[7] K. I. Imakita, M. Tsunoda, and M. Takahashi, Appl. Phys. Lett. **85**, 3182 (2004).
[8] M. Tsunoda, T. Sato, T. Hashimoto, and M. Takahashi, Appl. Phys. Lett. **84**, 5222 (2004).
[9] R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen, and W. F. Egelhoff, Phys, Rev. B **58**, 8605 (1998).
[10] J. Geshev, L. G. Pereira, and J. E. Schmidt, Phys, Rev. B **66**, 134432 (2002).
[11] L. Wee, R. L. Stamps, L. Malkinskil, and Z. Celinski, Phys. Rev. B **69**, 134426 (2004).
[12] M. Tsunoda, Y. Tsuchiya, T. Hashimoto, and M. Takahashi, J. Appl. Phys. **87**, 4375 (2000).
[13] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, Phil. Trans. Roy. Soc. **A240**, 599 (1948).
[14] D. Y. Kim, C. O. Kim, M. Tsunoda, M. Yamaguchi, S. Yabugami, and M. Takahashi, J. Appl. Phys. **101**, 09E511 (2007).
[15] S. Chikazumi, Physics of Magnetism, Wiley, New York (1964) p. 131.