

Study on Asymmetric Magnetization Reversal behavior in Co/Ni Multilayer Thin Film with IrMn Layer

Tae-Song Kim and Kwang-Su Ryu*

Department of Physics Education, Korea National University of Education, Cheongju 28173, Korea

See-Hun Yang

IBM Almaden Research Center, San Jose, California CA95120, USA

(Received 22 January 2025, Received in final form 10 February 2025, Accepted 11 February 2025)

In this study, the magnetization reversal behavior is experimentally observed in a Co/Ni multilayer thin film adjacent to an IrMn layer where the thickness of the IrMn layer is varied from 10 Å to 30 Å. First, as a result of magnetic hysteresis curve measurement, it is found that the coercivity of the sample increases as the thickness of the IrMn layer increases, and the larger exchange bias effect is found in a sample with an IrMn thickness of 40 Å. Interestingly, as a result of measuring magnetic domain images using a magneto-optical Kerr microscope capable of real-time magnetic domain observation, the magnetization reversal behavior in all samples shows a sample domain wall motion, which can be well explained by a theoretical model assuming domain wall creep motion. In addition, the asymmetric domain wall dynamics is observed in all samples, and is especially observed to be larger in the sample with the IrMn thickness of 40 Å, which is believed to be due to the exchange bias due to the interface phenomenon between the antiferromagnetic layer and the ferromagnetic layer.

Keywords : magnetization reversal behavior, Co/Ni multilayer, magnetic domain structure, magnetic domain dynamics, thermally activated model

IrMn 층이 인접한 Co/Ni 다층박막에서의 비대칭 자화역전현상 연구

김태송 · 류광수*

한국교원대학교 물리교육과, 충북 청주시 흥덕구 태성탑연로 250, 28173

양시훈

IBM Almaden 연구센터, 미국 캘리포니아 산호세 CA95120

(2025년 1월 22일 받음, 2025년 2월 10일 최종수정본 받음, 2025년 2월 11일 게재확정)

본 연구에서는 IrMn 층의 두께가 10 Å에서 30 Å로 변하는 IrMn 층이 인접한 Co/Ni 다층박막에서 자화역전현상을 실험적으로 관찰하였다. 먼저, 자기이력곡선 측정 결과, IrMn 층의 두께가 증가함에 따라 샘플의 보자력이 증가함을 확인하였고, IrMn의 두께가 40 Å인 샘플에서 큰 교환바이어스 효과를 확인하였다. 홍미륵계도, 실시간 자구관찰이 가능한 광자기 Kerr 현미경을 이용하여 자구 이미지를 측정한 결과, 모든 샘플에서의 자화역전현상은 자구벽 이동 성향을 보이며, 이는 자구벽 creep 운동을 가정한 이론적인 모델로 잘 설명됨을 확인하였다. 또한, 모든 샘플에서 비대칭 자구역전현상이 관측되었는데 특히 IrMn의 두께가 40 Å인 샘플에서 더 크게 관측되었다. 이는 반강자성층과 강자성층 사이의 계면 현상에 의한 교환바이어스 때문인 것으로 추측된다.

주제어 : 자화역전현상, Co/Ni 다층박막, 자구 구조, 자구 동역학, 열적활성화 모델

I. 서 론

최근 반도체를 대신할 다양한 차세대 소자들의 개발 연구가 활발하게 이루어지고 있는데, 그중 하나가 나노자성체에서 전자의 스핀 특성을 이용한 스핀트로닉스이다[1-3]. 나노자성체에서의 자화역전현상은 스핀트로닉스 소자의 작동 메커니즘에 해당하기 때문에 이에 대한 연구가 매우 중요하다. 최근 나노자성체 중에서도 수직자기이방성을 가진 나노자성체에 대한 연구가 많은 관심을 받고 있는데 그 이유는 수십 nm 크기의 매우 작은 자구를 만들 수 있어 소자의 정보 저장의 밀집도를 높일 수 있기 때문이다[4,5]. 한편, 나노자성체에서의 자구벽 속도는 스핀 소자의 스위칭 속도와 관련이 있기 때문에 이 속도를 높이는 것은 매우 중요한데, 최근 수직 자기이방성을 가진 나노자성체에서 매우 빠른 속도의 자구벽 운동이 관측되어 이에 대한 연구도 많은 주목을 받고 있다[6,7]. 일반적으로 수직 나노자성체에 보자력 보다 작은 자기장을 가해주어도 자화역전현상이 일어나는데 이는 열적활성화에너지의 도움 때문이다[8,9]. 또한, 이 자화역전현상은 새로운 자구를 계속해서 생성하는 자구 핵형성 경향과 새로운 자구 생성보다는 기존의 자구의 사이즈를 키우는 자구벽 이동 성향인 두 대표적인 성향을 보이는 데, 이는 나노자성체의 정자기 에너지와 자구벽 에너지의 상대적인 차이로 결정된다[9,10]. 즉, 자구벽 이동 성향이 강한 나노자성체는 자구 핵형성 성향이 강한 나노자성체보다 상대적으로 자구벽 에너지가 정자기 에너지보다 크기 때문에 새로운 자구를 만들지 않는다. 반대로, 자구 핵형성이 강한 나노자성체는 정자기 에너지가 자구벽 에너지가 보다 크기 때문에 많은 새로운 자구를 만들어야 정자기 에너지를 줄일 수 있다.

한편, 수직 나노자성체에 반강자성체를 인접하였을 때 자성체의 비대칭 자기이력곡선이 관측되는데, 이를 수직 교환바이어스 현상이라고 한다[11-13]. 교환바이어스 현상은 강자성과 반강자성의 계면에서 일어나는 교환상호작용에 의한 것으로 지금까지는 대부분 수평 나노자성체에서 발견되었다[11]. 최근까지 많이 연구되고 있는 수직 교환바이어스 시스템에서는 강자성 층은 Co를 기저로 한 다층 박막과 반강자성 층으로는 FeMn, IrMn 등이 사용되었다[12-17]. 최근 수직 교환 바이어스 시스템에서 자화역전현상을 관측한 결과, 서로 다른 두 자기장 방향에서 자구벽 속도와 자구벽 패턴 등의 차이와 같은 비대칭 자화역전현상이 확인되었다[14-17]. 비대칭 자화역전현상은 수평 교환바이어스 시스템에서도 많이 관측되었지만, 관측된 현상에 대해서만 강조할 뿐 이에 대한 학문적 이해는 여전히 부족한 상황이다. 즉, 수직 교환바이어스 시스템에서의 비대칭 자화역전현상에 대한 메커니즘을 이해하기 위해서는 보다 단순한 시스템에서 보다 체계적인 연구가 필

요하다. 수직 교환바이어스 시스템 중에서도 반강자성 IrMn이 인접한 강자성 Co/Ni 다층 박막은 상대적으로 작은 보자력을 가지고 있어 작은 자기장 세기에 의해서도 쉽게 자화역전이 가능하며, 자화역전현상도 얇은 Co/Ni 다층 박막에서는 단순한 자구벽 운동을 보인다[14]. 그러므로 이러한 시스템을 이용하면 서로 다른 두 자기장 방향에서의 비대칭 자화역전현상을 연구하기 위해 두 방향에서의 자구벽 이동 성향의 차이만 비교 연구하면 된다.

본 연구에서는 단순한 자구벽 운동을 보이는 IrMn이 결합한 Co/Ni 다층 박막에서 비대칭 자화역전현상을 연구하고자 한다. 또한, IrMn 층의 두께를 10 Å에서 30 Å로 변화시킴으로써, IrMn 층의 두께에 따른 비대칭 자화역전 현상의 차이도 관측하고자 하였다. 샘플의 자화역전현상을 규명하기 위해서 실시간 자구관찰이 가능 광자기 현미경을 이용하여 자기장의 세기에 따른 자구벽 속도를 측정하였다. 또한, 서로 다른 자기장 방향에서의 자기장 세기에 따른 자구벽 운동을 비교하였고, 이를 이론적인 모델을 이용하여 분석하였다.

II. 실험 방법

본 연구에서 사용된 샘플은 반강자성 IrMn층을 인접한 강자성 Co/Ni 다층 박막이며 DC magnetron sputtering 방식으로 제작되었고, IrMn 층의 두께는 10 Å에서 30 Å로 변화시켰다. 모든 샘플들은 Si 기판 위에 증착되었으며, Fig. 1에서 보는 바와 같이, 샘플의 세부적인 구조는 20 Å Ta/15 Å Pt/3 Å Co/[7 Å Ni/1.5 Å Co]_{x3}/t IrMn(Ir₂₂Mn₇₈)/20 Å Ta이고, IrMn 층의 두께 t는 각각 10, 20, 30 Å이다. 아래에 있는 Ta 층은 Pt의 buffer 층에 해당하며, Pt 층 위에 증착된 Co/Ni 다층박막은 강한 수직자기이방성을 가지게 된다. 또한, 강자성 Co/Ni 층 위에 반강자성 IrMn를 증착함으로써 교환 바이어스 시스템을 구성하였다. 마지막으로, 샘플의 산화를 막기 위해서 샘플의 윗부분에 20 Å 두께의 Ta를 증착하였다.

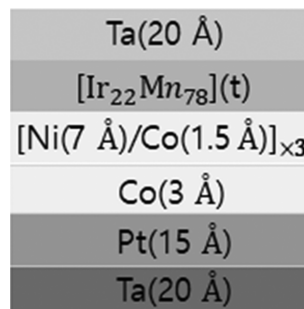


Fig. 1. Schematic diagram of the sample structure consisting of the Co/Ni multilayer thin film with the IrMn layer, where the IrMn layer thickness t is varied from 10 to 30 Å.

샘플에 교환 바이어스 효과를 주기 위해서 모든 샘플을 강한 자기장 상태에서 270 °C의 온도에서 상온까지 자기장 cooling을 처리하였다.

샘플의 자기적 성질을 측정하기 위해서 자성박막의 자기이력곡선을 측정할 수 있는 광자기 Kerr 자력계를 사용하였다 [18]. 이 자력계는 선형 편광된 광이 자성박막에 입사 후 반사될 때, 자성박막의 자화 방향에 따라 변하는 광자기 Kerr 효과를 측정하는 장비이다. 광원장치는 광원의 파장이 약 632.8 nm인 He-Ne 레이저를 사용하였으며, 측정하는 동안 샘플에 도달된 레이저 spot의 사이즈는 약 0.6 mm이었다. 전원장치에 연결된 전자석을 이용하여 샘플에 수직한 방향으로 자기장을 인가할 수 있고, 인가할 수 있는 자기장의 최대 세기는 약 550 Oe이다. 샘플에 단위시간 당 일정한 비율로 변화하는 자기장을 가해줌으로써 모든 샘플의 자기이력곡선을 측정할 수 있다.

샘플의 자구동역학을 연구하기 위해서 실시간으로 변하는 자구를 측정할 수 있는 광자기 Kerr 현미경을 이용하였다 [19,20]. 기본적으로 이 현미경은 광자기 Kerr 효과를 이용한다는 측면에서 광자기 Kerr 자력계의 원리와 같으나, 세부적으로는 자화방향에 따른 광자기 Kerr 효과의 차이로 오는 명암으로 자구를 관찰한다. 광원장치로는 100 W의 출력을 가진 Hg 램프를 사용하며, 350 nm에서 700 nm 사이의 파장에 해당하는 광을 생성한다. 컴퓨터에 연결된 CCD 카메라를 이용하여 자성박막의 실시간 자구 이미지를 측정한다. 자기장에 따른 자구 동역학을 측정하기 위해서 박막에 수직한 방향으로 최대 330 Oe 세기의 자기장을 인가할 수 있는 전자석이 샘플 아래 위치해 있다. 샘플의 defect 혹은 가장자리 부분에서 생성된 자구를 자기장으로 조절하면서 자구벽의 초기 위치를 정하고, 그 후 일정한 자기장을 걸어주면서 시간에 따

라 변하는 자구 이미지들 측정 및 저장한다. 측정된 자구 이미지들로 부터 시간에 따른 자구벽의 위치를 계산하여 자구벽 속도를 얻게 된다.

III. 결과 및 고찰

Fig. 2(a)는 광자기 Kerr 자력계를 이용하여 IrMn 층이 인접한 Co/Ni 다층박막에서 측정된 자기이력곡선들을 나타낸 것이다. 여기서 IrMn의 두께 t 는 각각 10, 20, 30 Å이다. 샘플에서 측정된 광자기 Kerr 신호는 포화된 자화상태에서의 광자기 Kerr 신호로 정규화되었다. 먼저, 모든 샘플에서의 자기이력곡선들은 다소 직사각형 모양을 띠을 알 수 있는데, 이는 모든 샘플이 강한 수직 자기이방성을 가짐을 뜻한다. Fig. 2(b)는 Fig. 2(a)의 자기이력곡선들로부터 구한 IrMn의 두께에 따른 보자력 H_C 와 교환바이어스 자기장 H_{EX} 의 값을 나타낸 것이다. H_C 와 H_{EX} 는 각각 $H_C = (H_{CR} - H_{CL})/2$ 과 $H_{EX} = (H_{CR} + H_{CL})/2$ 의 관계식으로부터 구하고, 여기서 H_{CL} 와 H_{CR} 는 각각 자기이력곡선의 왼쪽과 오른쪽 부분에서 샘플의 자화값에 비례하는 광자기 Kerr 신호값이 0에 해당하는 자기장에 해당한다. 흥미롭게도, IrMn 층의 두께가 증가함에 따라 H_C 가 증가함을 알 수 있고, H_{EX} 는 거의 0을 유지하다가 IrMn 층의 두께가 30 Å일 때 갑자기 큰 값을 가짐을 알 수 있다. 즉, 샘플에서 $t = 10$ Å일 때와 $t = 20$ Å일 때 교환바이어스 효과가 거의 보이지 않다가 $t = 30$ Å일 때 갑자기 나타남을 말한다[11]. 관측된 IrMn 층의 두께에 따른 보자력의 증가는 일반적인 교환바이어스 시스템에서 나타나는 공통적인 현상으로 교환 바이어스 효과와 함께 강자성 층과 반강자성 층사이의 계면 현상으로부터 나오는 것으로 알려졌다 [11,14]. 이와 같이 IrMn 층이 인접한 Co/Ni 다층박막에서

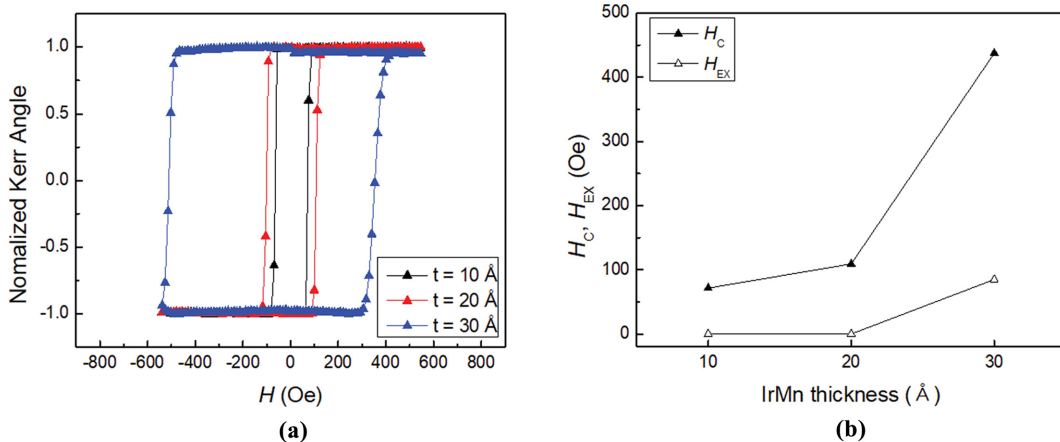


Fig. 2. (Color online) (a) Magnetic hysteresis loops measured in the Co/Ni samples with the IrMn layer thickness t of 10, 20, 30 Å, respectively. (b) The values of the coercivity H_C and the exchange bias field H_{EX} according to the IrMn layer thickness, obtained from the magnetic hysteresis curves in (a).

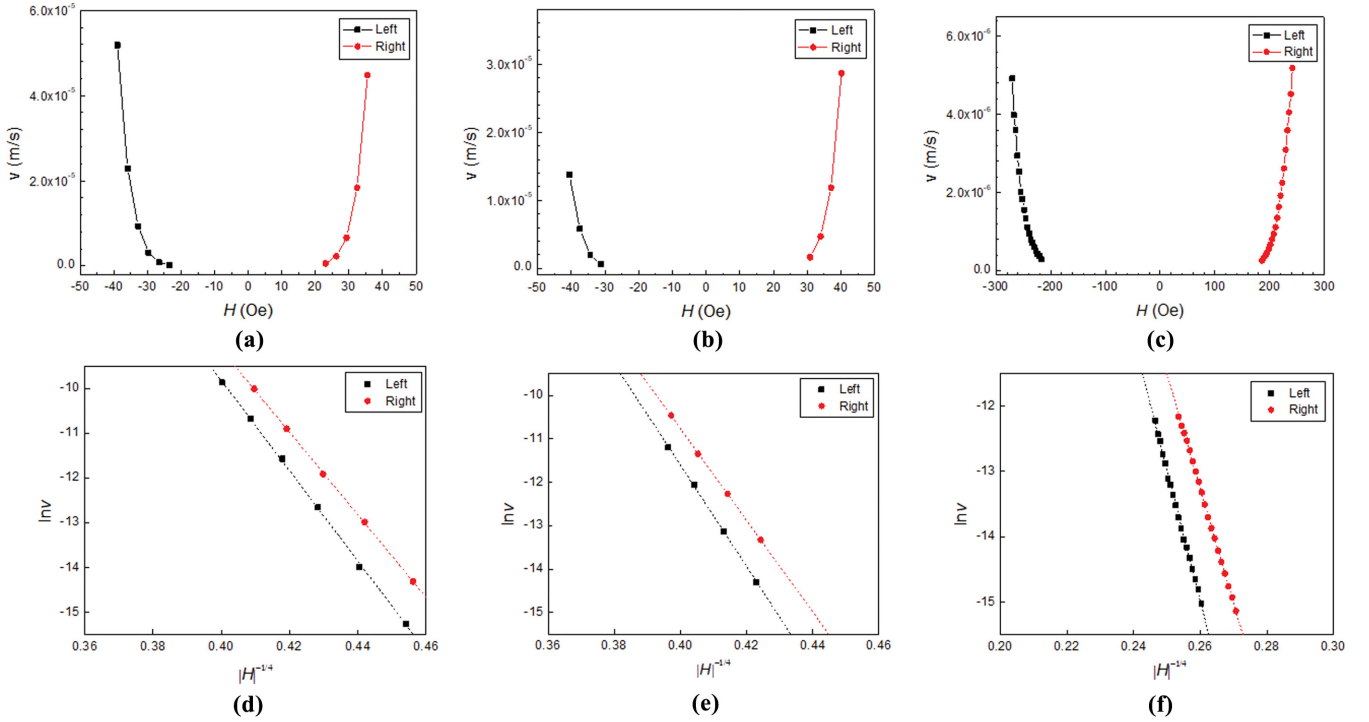


Fig. 3. (Color online) (a)~(c) The values of the domain wall velocity v according to the magnetic field H measured in the Co/Ni samples with the IrMn layer thickness t of 10, 20, 30 Å, respectively. (d)~(f) The values of $\ln v$ according to the $|H|^{-1/4}$ in all samples, obtained from the data of (a)~(c), respectively.

IrMn 층의 두께를 조절함으로써 강자성 층의 다소 대칭적이거나 비대칭적인 자화역전현상들을 함께 연구할 수 있다.

Fig. 3(a)~(c)는 IrMn 층의 두께가 각각 10, 20, 30 Å인 샘플에서 광자기 Kerr 현미경을 이용하여 측정된 자기장 H 에 따른 자구벽 이동 속도 v 를 나타낸 것이다. 자기장의 세기에 따른 자구벽 이동 속도는 서로 다른 두 자기장 방향에서 각각 측정되었다. 모든 샘플에서의 자화역전현상은 자기장의 방향과 관계없이 심플한 자구벽 운동 성향을 보임을 알 수 있었고, 일정한 자기장 하에 변하는 시간에 따른 자구벽의 위치로부터 자구벽 속도를 계산하였다. 재미있게도, 모든 샘플에서 자구벽 이동 속도가 자기장의 세기에 따라 지수함수의 형태로 빠르게 증가함을 볼 수 있다. 이는 자기장에 따른 자구벽의 이동이 자화 역전의 열적 활성화 메커니즘으로 설명됨을 말한다[8]. 특히, 본 연구 결과들은 자구벽의 Creep 운동을 가정한 이론적인 모델로 잘 설명됨을 알 수 있었다. 이 이론적 모델에 의하면 자기장 H 에 따른 자구벽 이동 속도 $v(H)$ 는 다음과 같다[8].

$$v(H) \propto \exp\left[-\beta U_c \left(\frac{H_{\text{dep}}}{|H|}\right)^{1/4}\right] \quad (1)$$

여기서, $\beta = 1/k_B T$ 이며, k_B 는 볼츠만 상수, T 는 상온, U_c 는 자구벽 pinning 에너지에 각각 해당한다. 그리고 depinning

자기장 H_{dep} 은 $T = 0$ K에서 자구벽이 이동하기 시작하는 임계 자기장의 세기를 나타내며, 서로 다른 자기장의 방향에 따라 다른 값을 가질 수 있다. Fig. 3(d)~(f)에서와 같이 모든 샘플에서 $\ln v$ 이 $|H|^{-1/4}$ 에 대해서 선형관계를 보임을 알 수 있다. 이는 모든 샘플에서의 자구벽 이동 특성이 Creep 운동을 가정한 이론적인 모델에 의해 잘 설명됨을 말한다.

Creep 운동을 가정한 이론적인 모델에 의하면 자기장에 따른 자구벽 속도에 대한 곡선을 특성화하는 중요한 parameter 중 하나는 H_{dep} 이다[8]. 안타깝게도, Fig. 3(a)~(c)의 실험 데이터에서 자기장의 범위가 충분하지 않기 때문에 H_{dep} 의 정확한 값을 구하는 것은 불가능하나 대략적인 대소 관계를 비교하는 것은 가능하다. Fig. 3(a)~(c)에서와 같이, IrMn 층의 두께가 10, 20 Å인 샘플들의 경우 두 자기장 방향에서의 H_{dep} 는 큰 차이가 없어 보이나, IrMn 층의 두께가 30 Å인 샘플의 경우 H_{dep} 는 큰 차이를 보임을 알 수 있다. 종합하면, 교환바이어스 효과는 비대칭 자구벽 운동을 발생시켜 결과적으로 서로 다른 두 자기장 방향에서의 H_{dep} 의 차이가 일어난다. 즉, 교환바이어스 효과를 보이는 샘플에서 교환바이어스 자기장 방향과 같은 자기장 방향에 해당하는 v - H 곡선의 오른쪽 부분에서 더 작은 H_{dep} 값을 가지게 된다. 다른 선행 연구 결과와 다른 점은 모든 샘플에서 자기장의 방향에 따른 자구역전 패턴의 모양의 차이는 관측되지 않았다는 것이다.

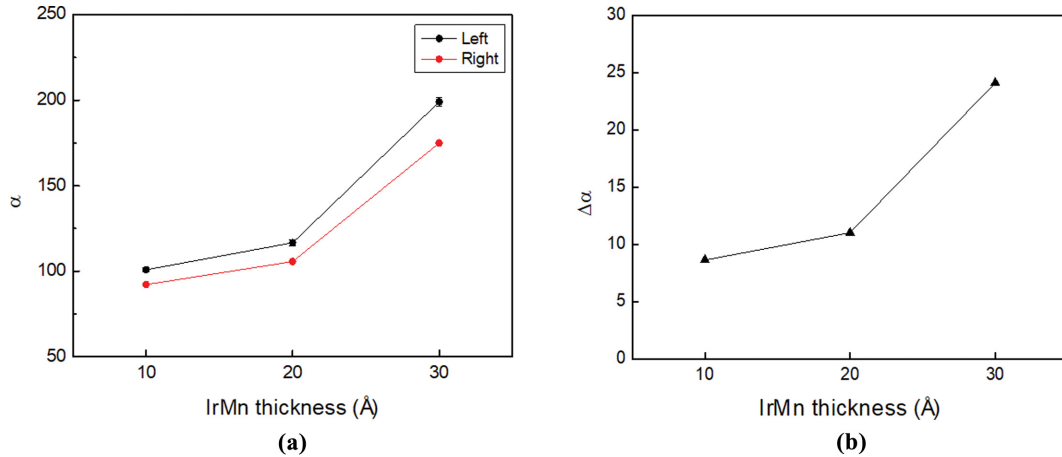


Fig. 4. (Color online) (a) The values of the α according to the IrMn layer thickness, obtained from the data in Fig 3(d)~(f). (b) The differences in the values of the α according to the IrMn layer thickness.

[15,16]. 관측한 결과의 매우 흥미로운 점은 서로 두 자기장 방향에서의 자구벽 운동은 같은 이론적인 모델로 설명이 가능하였으나 이를 설명하는 동역학적인 parameter인 H_{dep} 는 차이가 났다는 것이다.

이러한 비대칭 자구벽 운동의 보다 자세한 이해를 위해서 $|H|^{-1/4}$ 에 따른 $\ln v$ 그래프의 기울기의 절대값에 해당되는 $\alpha = \beta U_c H_{dep}^{1/4}$ 을 분석하는 것은 매우 중요하다[8]. α 는 creep 운동을 가정한 이론적인 모델에서 자기장에 따른 자구벽 속도에 대한 곡선을 특성화하는 또 다른 중요한 parameter 중 하나이다. 여기서 k_B 와 T 는 상수이기 때문에, α 값은 U_c 와 H_{dep} 의 값에만 의존하게 된다. Fig. 4(a)는 Fig. 3(d)~(f)의 데이터로부터 얻은 IrMn 층의 두께에 따른 α 값의 변화를 나타낸 것이다. 먼저, Fig. 4(a)에서와 같이 모든 샘플에서 서로 다른 두 자기장 방향에서 α 값의 차이를 보이며, 교환바이어스 자기장 방향과 같은 자기장 방향에 해당하는 $v-H$ 곡선의 오른쪽 부분에서 더 작은 α 값을 가짐을 알 수 있다. Fig. 4(b)는 Fig. 4(a)에서의 α 값의 차이 $\Delta\alpha$ 를 IrMn의 두께 변화에 따른 그래프로 나타낸 것이다. 즉, 모든 샘플에서 서로 다른 두 자기장 방향에서 α 값의 차이가 보였다는 것은 모든 샘플에서 자화역전현상이 비대칭적인 자구벽 운동을 보임을 말한다. 특히, α 값은 U_c 와 H_{dep} 에 의존한다는 것을 고려할 때, 관측된 비대칭 자구벽 운동은 서로 다른 두 자기장 방향에서의 U_c 와 H_{dep} 의 값의 차이로 기인한다고 생각할 수 있다. 또한, Fig. 4(b)에서와 같이 $\Delta\alpha$ 는 IrMn 층의 두께가 증가함에 따라 증가함을 알 수 있고, IrMn 층의 두께가 30 Å일 때 보다 큰 값을 가짐을 알 수 있다. 이는 앞에서 살펴본 바와 같이 IrMn 층의 두께가 30 Å인 샘플에서 관측된 두 자기장 방향에서의 H_{dep} 의 차이로 이해할 수 있다. 한편, 비대칭 자구벽 운동에 해당하는 두 자기장 방향에서의 α

와 H_{dep} 의 차이는 교환바이어스 효과로 인한 반강자성 IrMn 자구와 강자성 Co/Ni 자구 사이의 비대칭적인 상호작용에 의한 것으로 추측 된다[8].

추가적으로, Fig. 4(a)에서와 같이 IrMn 층의 두께가 증가함에 따라 두 자기장 방향에서 α 값이 모두 증가함을 알 수 있다. 두 자기장 방향에서의 비대칭성을 고려하지 않는다면 creep 운동을 가정한 이론적 모델에 의해 α 와 H_{dep} 는 근사적으로 자기이방성 상수 K 와 각각 $\alpha \propto K^{5/8}$, $H_{dep} \propto K^{1/2}$ 의 관계식을 만족한다[8,21]. 즉, α 와 H_{dep} 는 자기이방성 상수 K 의 변화에 따른 증가함수의 형태를 띌 수 있다. 그러므로 IrMn의 두께에 따른 α 와 H_{dep} 의 증가는 IrMn의 두께에 따른 자기이방성 상수 K 의 증가 때문인 것으로 추측할 수 있다. 선행 연구 결과에 의하면 반강자성 IrMn의 자기이방성 상수는 IrMn 층의 두께가 증가함에 따라 20~30 Å 두께 범위에서 급격하게 증가하다가, IrMn 층의 두께가 30 Å일 때 약 5.5×10^6 erg/cc의 값을 가지는데, 이 값은 IrMn 층이 없는 강자성 Co/Ni 다층박막의 자기이방성 상수보다 비교적 큰 값에 해당한다[22,23]. 즉, IrMn의 두께가 증가함에 따라 반강자성 IrMn의 자기이방성 상수가 커지므로, IrMn 층이 두꺼운 샘플일수록 자화역전현상이 일어날 때 자구 역전에 반강자성 자구가 강자성 자구보다 더 큰 영향을 미칠 수 있기 때문에 보다 큰 α 와 H_{dep} 의 값들을 가질 수 있음을 추측할 수 있다. 이에 대한 보다 정확한 답을 얻기 위해서는 추후 보다 체계적인 새로운 연구들이 더 필요하겠다.

IV. 결 론

본 연구에서는 IrMn 층이 인접한 Co/Ni 다층박막에서 IrMn 층의 두께에 따른 서로 다른 두 자기장 방향에서의 자

화역전현상의 차이를 실험적으로 관찰하였다. 모든 샘플에서 자화역전현상은 자기장의 방향에 관계없이 단순한 자구벽 이동 성향을 보임을 알 수 있었고, 이는 creep 자구벽 이동을 가정한 이론적 모델로 잘 설명이 됨을 알 수 있었다. 자기장에 따른 자구벽 속도를 이론적 모델로 분석한 결과, 모든 샘플에서 서로 다른 두 자기장 방향에서 동역학적 parameter가 완전히 다른 비대칭 자구벽 운동을 보임을 알 수 있었고, 교환바이어스 자기장이 가장 큰 IrMn 층의 두께가 30 Å인 샘플에서 그러한 현상이 더 두드러짐을 알 수 있었다. 이러한 실험 결과는 교환바이어스 시스템에서의 비대칭 자화역전현상에 대한 이해뿐만 아니라, 자성박막의 자구동역학에 대한 보다 완벽한 이해에 큰 도움이 되리라고 생각된다.

References

- [1] G. A. Prinz, *Science* **282**, 1660 (1998).
- [2] P. Grunberg, *Phys. Today* **54**, 31 (2001).
- [3] S. S. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* **320**, 190 (2008).
- [4] C. L. Platt, K. W. Wierman, E. B. Svedberg, T. J. Klemmer, J. K. Howard, and D. J. Smith, *J. Magn. Magn. Mater.* **247**, 153 (2002).
- [5] Y. Kawada, M. Onose, R. Tojo, T. Komine, and R. Sugita, *EPJ Web of Conferences* **40**, 07002 (2013).
- [6] I. M. Miron, T. Moore, H. Szabolcs, L. D. Buda-Prejbeanu, S. Auffret, B. Rodmacq, S. Pizzini, J. Vogel, M. Bonfim, A. Schuhl, and G. Gaudin, *Nat. Mater.* **10**, 419 (2011).
- [7] K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang, and S. Parkin, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 527 (2013).
- [8] S. Lemerle, J. Ferré, C. Chappert, V. Mathet, T. Giamarchi, and P. Le Doussal, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 849 (1998).
- [9] K.-S. Ryu, S.-B. Choe, K.-D. Lee, and S.-C. Shin, *J. of Appl. Phys.* **102**, 053908 (2007).
- [10] S. B. Choe and S. C. Shin, *Phys. Rev. B* **59**, 142 (1999).
- [11] J. Nogués and I. K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
- [12] C. H. Marrows, *Phys. Rev. B* **68**, 012405 (2003).
- [13] J. Sort, B. Dieny, and J. Nogués, *Phys. Rev. B* **72**, 104412 (2005).
- [14] K.-S. Ryu and S.-H. Yang, *J. Korean Magn. Soc.* **27**, 210 (2017).
- [15] M. Czapkiewicz, T. Stobiecki, and S. van Dijken, *Phys. Rev. B* **77**, 024416 (2008).
- [16] F. Romanens, S. Pizzini, F. Yokaichiya, M. Bonfim, Y. Pennec, J. Camarero, J. Vogel, J. Sort, F. Garcia, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Phys. Rev. B* **72**, 134410 (2005).
- [17] D.-T. Quach, T.-D. Chu, T.-S. Nguyen, T.-T.-P. Doan, X.-T. Nguyen, K.-M. Lee, J.-R. Jeong, N. Kim, H.-J. Shin, and D.-H. Kim, *Curr. Appl. Phys.* **20**, 1026 (2020).
- [18] H.-S. Kim and K.-S. Ryu, *New Phys.: Sae Mulli* **71**, 6 (2021).
- [19] S.-B. Choe, D.-H. Kim, Y.-C. Cho, H.-J. Jang, K.-S. Ryu, H.-S. Lee, and S.-C. Shin, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 2910 (2002).
- [20] J.-I. Kim, K.-S. Ryu, and S.-H. Yang, *J. Korean Magn. Soc.* **30**, 185 (2020).
- [21] D.-H. Kim, S.-C. Yoo, D.-Y. Kim, K.-W. Moon, S.-G. Je, C.-G. Cho, B.-C. Min, and S.-B. Choe, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 142410 (2014).
- [22] G. Vallejo-Fernandez, L. E. Fernandez-Outon, and K. O'Grady, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 212503 (2007).
- [23] K.-S. Ryu, S.-H. Yang, L. Thomas, and S. S. P. Parkin, *Nat. Comm.* **5**, 3910 (2014).