

Study on Magnetization Reversal Behavior in Ferromagnetic $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ Alloy Films

Kwang-Su Ryu*

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

(Received 20 November 2015, Received in final form 14 December 2015, Accepted 15 December 2015)

We have investigated the magnetization reversal behavior in ferromagnetic $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ alloy films using the magneto-optical Kerr microscope capable of the direct observation of time-resolved domain patterns. Interestingly enough, as the sample thickness increases the magnetization reversal behavior becomes changed from a single domain wall motion to the random nucleations of domains. Also, from the stochastic analysis of the domain jump sizes during the domain wall motion, it was found that the magnetization reversal behavior in the samples shows the critical scaling behavior with the critical exponent of $\tau \sim 1.33$.

Keywords : magnetization reversal, domain wall dynamics, critical scaling behavior, ferromagnetic film

강자성 $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ 합금 박막에서의 자화역전현상 연구

류광수*

한국교원대 물리교육과, 충북 청주시 흥덕구 태성탑연로 250, 28173

(2015년 11월 20일 받음, 2015년 12월 14일 최종수정본 받음, 2015년 12월 15일 게재확정)

실시간 자구 관찰이 가능한 광차기 현미경을 이용하여 강자성 나노자성체 CoFe 박막에서의 자화역전현상을 연구하였다. 흥미 락게도, 박막의 두께가 증가함에 따라 자구벽의 운동이 단일 자구벽의 운동 성향에서 무작위적인 자구들의 역전 성향으로 변함을 알 수 있었다. 또한, 자구벽 운동에서의 자구들의 점프사이즈들의 통계적인 해석 결과, CoFe 박막에서의 자구역전현상이 임계 지수 $\tau \sim 1.33$ 를 가지는 임계축척현상을 보임을 알 수 있었다.

주제어 : 자화역전현상, 자구벽 동역학, 임계축척현상, 강자성 박막

I. 서 론

강자성 나노자성박막에서의 자화역전현상은 현재까지도 학문적 및 기술적으로 활발히 연구되고 있는 주제이다[1]. 그 이유는 이러한 연구결과들이 결국 스핀트로닉스 소자의 개발에 있어서 아주 중요한 핵심기술이기 때문이다. 강자성 나노자성박막은 자기적인 성질에 의해 크게 두 가지로 나뉘어질 수 있다. 즉, 수직자기이방성을 가지는 수직자성박막과 수평자기이방성을 가지는 수평자성박막이 그것이다. 일반적으로, 수직자성박막에서의 자화역전현상은 열적에너지의 도움으로 자구벽 혹은 자구들이 에너지 장벽들을 넘는 열적활성화운동(thermal activation motion)이 관여하게 된다[2, 3]. 반대로, 수평자성박막에서의 자화역전현상은 열적에너지의 도움이 아

닌 순수 외부자기장에 의해서 자구벽들이 에너지장벽들을 넘어가는 점성적인 운동(viscous motion)을 하게 된다[4, 5]. 특히, 그 자구벽의 운동이 무작위적으로 분포된 pinning 사이트들에 의해 무작위적이고 불연속적인 연속적인 점프들을 보임을 알 수 있는데, 이 점프를 Barkhausen jump라고 부른다.

최근까지, 자화역전현상에 대한 연구는 그 현상을 이해 및 조절하는 핵심 동역학 변수들을 찾는 것이었다[2-7]. 이 변수들은 크게 자기적인 성질과 구조적인 성질들로 구분되었는데, 그 중에서도 자기적인 성질 변화에 의한 자구역전현상이 학문적으로 크게 관심을 불러일으켰다[2, 5]. 온도에 따라 자기적인 성질이 변하는 MnAs 박막에서 체계적으로 변하는 자구역전현상을 발견하였고, 그 역전 형상과 통계적인 성질이 자기적인 성질 변화로 모두 설명할 수 있었다[5]. 즉, 샘플 내에 존재하는 자구벽의 에너지와 자구벽 근처에 존재하는 자기장극자에너지가 자화역전현상에 중요한 영향을 끼침을 알

수 있었다. 반대로, 구조적인 성질로는 샘플 내에 존재하는 pinning 밀도가 증가함에 따라 자화역전현상이 박하우젠 점프를 보이는 통계적인 움직임에서 열적활성화 움직임으로 변함을 알 수 있었다[8, 9]. 그러나, 여전히 자성박막에서의 자화역전현상의 완벽한 이해 및 학문적인 정립을 위해서는 많은 연구가 필요한 실정이다.

본 논문에서는 강자성 나노자성체 $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ 박막에서의 자화역전현상을 연구하였다. 즉, 실시간 자구 관찰이 가능한 광자기 현미경을 이용하여 외부자기장하에 변하는 자구 변화 이미지를 측정하였다. 그 결과, 박막의 두께가 증가함에 따라 자구벽의 운동이 단일 자구벽의 운동 성향에서 무작위적인 자구들의 역전 성향으로 변함을 알 수 있었다. 또한, 자구벽들의 점프사이클들의 통계적인 해석 결과, CoFe 박막에서의 자구 역전 현상이 임계지수 1.33를 가지는 임계축척현상을 보임을 알 수 있었다.

II. 실험 방법

강자성 $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ 합금 박막은 dc magnetron sputtering 방법을 이용하여 유리기판(corning glass) 위에 증착되었다. 제작된 박막들의 두께는 각각 10 nm, 25 nm, 50 nm, 100 nm이었다. 증착 전 진공 챔버는 2×10^{-6} Torr의 기본 압력(base pressure)에 도달하였고, 박막 증착시 5 mTorr의 Ar 압력을 유지시켰다. 또한, 박막 증착 중 샘플 홀더에 장착한 영구자석을 이용하여 약 500 Oe 크기의 자기장을 계속해서 가해주었다. 이렇게 함으로써, 자화 용이축(easy axis)이 샘플 평면 내의 특정한 방향으로 유도될 수 있었다. 마지막으로, 샘플의 산화를 막고, 광자기 세기(Magneto-optical intensity)를 증가시키기 위해서 70 nm 두께의 Si_3N_4 를 rf magnetron sputtering 방법을 이용하여 코팅하였다.

$\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ 합금 박막의 자화역전현상을 조사하기 위해서 광자기 현미경 자력계(Magneto-Optical Microscope Magnetometer, MOMM)를 사용하였다. 이 MOMM 시스템을 이용하면, 샘플의 자기적 특성을 조사할 수 있는 자기이력곡선과 자화역전현상 특성을 조사할 수 있는 자구역전이미지들을 측정할 수 있게 된다[10]. 기본적으로, MOMM 시스템은 자화상태에 따라 다르게 발생하는 광자기 Kerr 현상을 이용하여 자기구역영상을 광학 편광 현미경으로 관찰하고, 관찰되는 영상을 실시간 영상처리 시스템을 통해 컴퓨터에 저장할 수 있는 자구 관찰 장비이다. 본 장비는 최대 1,000배의 배율에서 400 nm의 광학 분해능과 0.2°의 Kerr 회전각 분해능을 가지며, 자기구역 영상이 1 frame 당 30 ms로 컴퓨터에 입력되어 실시간 영상처리를 통해 화상이 저장된다. 고로, 이 MOMM 시스템을 이용하여 CoFe 합금 박막에서의 Kerr 자기이력곡선과 실

시간 자구역전 이미지를 관측할 수 있었다. 본 장비의 가장 큰 장점은 실시간 픽셀단위로 국소적 스핀 정보를 얻을 수 있어서, 자구벽 운동 현상을 실시간으로 직접 관찰하고 이를 통해 자구벽 점프 크기들을 정확히 계산함으로써 임계지수를 정확히 결정할 수가 있다.

III. 결과 및 고찰

광자기 현미경 자력계를 이용하여 여러 두께를 가진 $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ 합금 박막들의 자기이력곡선들을 측정하였다(Fig. 1). 여기서, 측정된 샘플들의 두께는 각각 10 nm, 25 nm, 50 nm, 100 nm이다. 자기이력곡선들은 30 Oe/s의 비율로 변하는 자기장을 인가하여 얻었다. 편의상, 샘플의 자기이력곡선은 포화된 자화 값 M_s (saturated magnetization value)으로 나누어 정규화 시켰다. 먼저, 10 nm 샘플의 자기이력곡선에서 신호 대비 잡음이 다른 샘플들에 비해서 상당히 큼을 볼 수 있다. 그 이유는 광자기 신호는 자성의 크기에 대략 비례하기 때문에, 10 nm 두께의 샘플은 다른 두꺼운 샘플보다 상대적인 광자기 신호가 작게 된다. 또한, 광의 가능한 침투 깊이(skin depth)가 수십 nm 정도로 정해지기 때문에, 25 nm 이상의 샘플들에서는 거의 같은 신호 대 잡음을 가짐을 볼 수 있다. 샘플들의 보자력(coercivity field)은 각각 11.7 Oe(10 nm 두께), 21.1 Oe(25 nm 두께), 137 Oe(50 nm 두께), 122 Oe(100 nm 두께)이었다. 즉, 두께가 증가함에 따라서 보자력의 세기가 증가함을 볼 수 있다. 일반적으로 샘플의 보자력은 자기적 및 구조적인 성질들 여러 가지 복잡한 요소들에 의해 결정된다. 그러나, 모든 샘플들의 자구역전현상이 자구벽 운동임을 고려하면, 보자력의 크기는 자구벽이 느끼는 에너지 장벽의 크기에 의해 결정됨을 알 수 있다. 즉, 두께가 증가함에 따라 자구벽 pinning의 크기가 증가하거나 혹은 그 개수가 증가하기 때문이라고 유추할 수 있다. 또한, 50 nm 및 100 nm 두께의 샘플들의 경우에는 다른 샘플과는 달리, 보자력 근처에서 약간 기울어진 모양의 자화곡선을 가짐을 볼 수 있다. 특히, 100 nm 샘플의 경우 상당히 기울어지게 되는데, 이는 단일 자구벽의 간단한 운동이 아님을 예측할 수 있다. 즉, 자구들이 무작위적으로 형성됨을 예측가능하고 이는 뒤에 보여줄 자구역전이미지 결과들과 완벽히 일치 하였다.

CoFe 박막의 자화역전현상을 좀더 자세히 살펴보기 위해서 광자기 현미경 자력계를 이용하여 여러 두께의 샘플들에서의 실시간 자구역전이미지들을 측정하였다(Fig. 2). 샘플 증착 시 영구자석을 이용하여 일정한 크기의 자기장을 계속해서 가해주었기 때문에 자화 용이축이 샘플 평면 내에 존재하게 된다. 여기서, 샘플의 자화 용이축은 Fig. 2에서 표시된 자기장의 방향과 평행하게 된다. 실험을 하기 전에 아주 강한 자기장

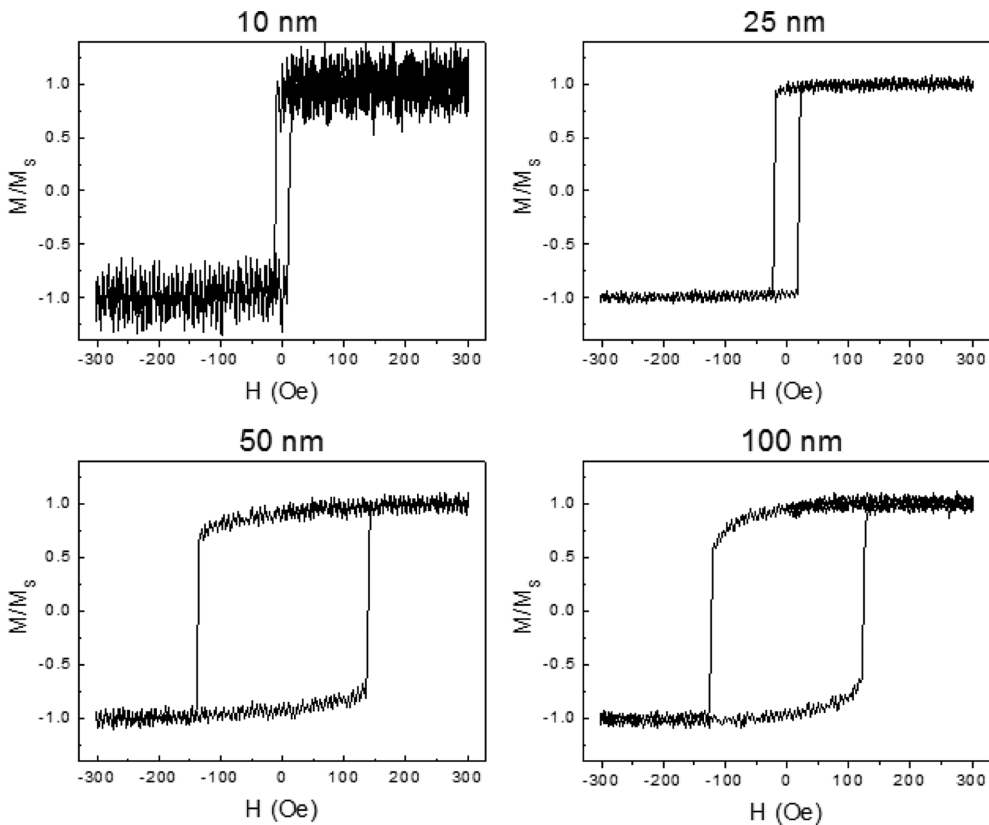


Fig. 1. Magnetic hysteresis loops in CoFe alloy films with thicknesses of 10 nm, 25 nm, 50 nm, and 100 nm, respectively.

을 아래 방향으로 가해주어 모든 자화들을 한쪽 방향으로 정렬하였고, 그 후에 보자력 근처의 자기장을 위 방향으로 인가하면서 실시간으로 변하는 자구 이미지들을 측정하였다. 10 nm 샘플의 경우, 광자기 Kerr 신호의 세기가 매우 작아서 자구역전이미지들을 얻을 수 없었다. 관측된 자구역전이미지들의 사이즈는 $80 \times 64 \mu\text{m}^2$ 이고, Fig. 2의 오른쪽 아래에서 보는 바와 같이 이미지의 색깔들은 자화역전이 일어나는 시간을 나타낸 것이다. 예를 들면, 초기에는 빨간색의 자화 역전이 일어나고, 나중에는 파란색의 자화 역전이 일어나는 것이다. 모든 샘플에서의 자구역전과정은 불연속적이고 급격하게 변하는 자구들의 움직임, 즉 박하우젠 점프들로 구성됨을 알 수 있다. 이러한 현상은 보자력 근처의 자기장 하에 자구벽이 점성적인 운동(viscous motion)을 하면서 불규칙적으로 분포되어 있는 자구벽 pinning 사이트들과 상호작용하기 때문에 나타난다. 재미있게도, 25 nm와 50 nm 샘플들의 경우, 하나의 자구벽이 불규칙적으로 분포되어 있는 자구벽 pinning 사이트들 때문에 다소 휘어지기는 했지만, 자화 용이축에 나란한 모양을 유지하면서 자화 역전이 일어남을 알 수 있다. 이는 자구벽 근처에서의 자기쌍극자에 의한 정자기에너지를 줄이기 위해서 자화 용이축에 나란한 방향으로 정렬하고자 하는 현상 때문이다. 반면, 100 nm 샘플의 경우, 여러 자구들이

초기에 무작위적으로 형성되고 그것들의 자구벽 운동으로 나타남을 알 수 있다. 이 원인은 여러 가지가 가능하겠지만, 같은 조건에서 샘플을 만들었다는 것을 고려할 때, 샘플 내의 결함(defect)들의 밀도가 같다고 가정하면, 두께가 증가함에 따라 결함들의 개수가 증가하기 때문이라고 생각할 수 있다. 즉, 자기적 및 구조적 결함들에서 자구 형성이 일어나게 된다. 또, 다른 가능성으로는 100 nm 샘플의 경우 샘플의 두께가 자구벽의 사이즈보다 크기 때문에, 이때부터는 3차원 샘플이라고 볼 수 있고, 고로 수평자기이방성 감소로 인한 자구벽 사이즈의 증가 때문일 수도 있다.

CoFe 박막의 자화역전현상은 매우 불규칙적으로 일어남을 알 수 있었는데, 즉 같은 영역을 측정했음에도 불구하고, 자구벽들이 지나가는 이동경로가 불규칙적임을 알 수 있다. 25 nm 샘플의 첫 번째와 두 번째 자구 이미지들을 비교해보면, 각각 오른쪽의 임의의 영역에서 형성된 자구벽이 왼쪽으로 이동하면서 전혀 다른 자구 역전 이미지들을 형성된다. 이는 자구벽이 이동하면서 상호작용하는 자구벽 pinning 사이트들의 조합이 다르기 때문이다. 마찬가지로, 세 번째 이미지를 보게 되면 위에서 형성된 자구벽이 나타남을 알 수 있는데, 이는 자구벽의 형성 또한 불규칙적임을 말한다. 그러나, 이렇게 자구역전현상이 불규칙적임에도 불구하고, 그 현상 내에 물리적

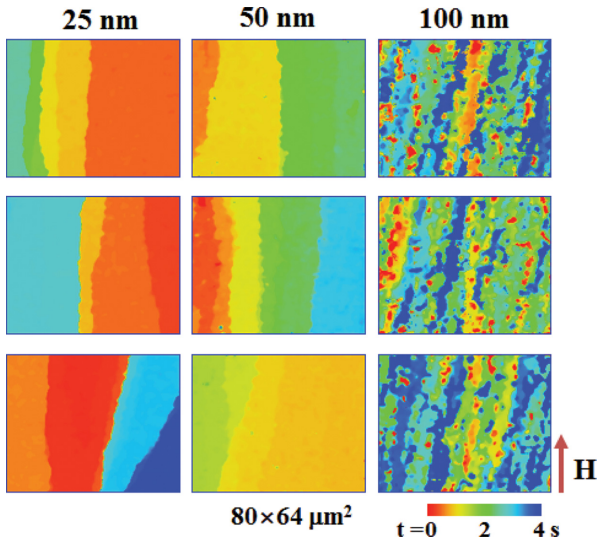


Fig. 2. (Color online) Three representative domain evolution patterns in CoFe alloy films with thicknesses of 25 nm, 50 nm, and 100 nm, respectively. The color code from red to blue corresponds to the elapsed time when the magnetization reverses.

인 규칙성이 발견할 수 있었다. 즉, Fig. 3에서 보는 바와 같이 자기들의 점프사이즈들이 특정한 함수의 통계분포를 나타남을 볼 수 있었다. 통계적인 분석을 위해 Fig. 2에서 수행했던 측정방식을 1000번 이상 수행하였다. 측정된 자기 역전 이미지들로부터 자기벽들의 점프 사이즈들을 계산한 후, 이 사이즈들의 통계분포를 구하여 Fig. 3에 나타내었다. 여기서 가로축은 자기들의 점프 사이즈 s 에 해당하고, 세로축은 각 사이즈들의 확률 $P(s)$ 를 나타낸다. 모든 축은 로그 스케일로 표현하였다. 그림에서 볼 수 있듯이, 큰 사이즈들에서의 영역을 제외하고는 자기 점프사이즈들의 통계분포가 거듭제곱법칙 분포(power-law distribution), $P(s) \sim s^{-\tau}$ 를 보임을 알 수 있는데, 이를 임계축적현상(critical scaling behavior)이라고 한다. 임계축적현상의 분석 및 분류하는데 있어서 가장 중요한 값은 임계지수 τ 인데, 이 값이 각각 1.33 ± 0.05 (25 nm 두께), 1.32 ± 0.06 (50 nm 두께) 이었다. 반면, 100 nm 샘플의 경우, 점프사이즈들의 분포가 대부분 작은 사이즈에 밀집되어 있어서 fitting할 수 있을 만큼 데이터 영역이 충분하지 않아 임계지수 τ 값을 구할 수 없었다. 기존의 보고된 실험 값들을 살펴보면, Co 박막에서는 $\tau \sim 1.33$ [4], Fe 박막과 NiFe 합금 박막들에서는 $\tau \sim 1.1$ [11]의 값을 가짐을 볼 수 있다. 특히, Co 박막의 임계축적현상은 기존의 이론적인 모델 중 하나인 CZDS 모델로 완벽히 설명됨을 알 수 있다[12]. CZDS 모델이란 자성체내에 존재하는 불규칙적인 pinning 사이트들의 분포에서 자기벽이 움직이고 고정될 때, 자기벽의 구조가 자기쌍극자 에너지에 의해 크게 영향을 받는데, 이를 고려한 임계축적현상의 이론적인 모델이다. 이 이론적인 모델에서의

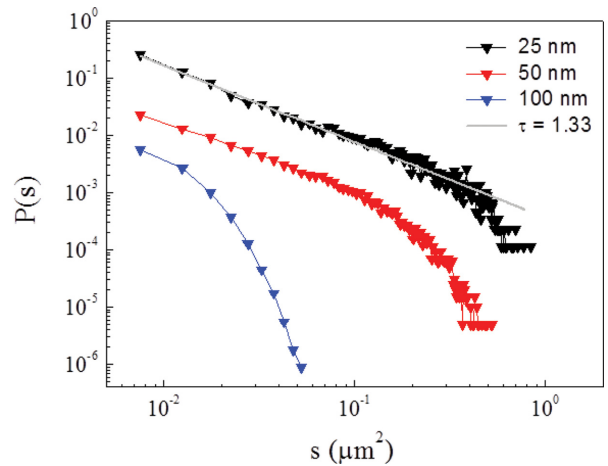


Fig. 3. (Color online) Distributions of the domain jump sizes during the magnetization reversal observed in CoFe alloy films with thicknesses of 25 nm, 50 nm, and 100 nm, respectively. The fitting curve with $\tau = 1.33$ is shown in this graph.

계산된 임계축적현상의 임계지수는 τ 는 1.33로써 Co 박막의 임계지수와 완벽히 일치한다. 마찬가지로, 본 실험에서 관측된 CoFe 박막의 임계지수 τ 도 Co 박막의 경우와 같이 1.33의 값을 가짐을 알 수 있었다. 또한, CoFe 박막의 자기역전 이미지를 보면 Co의 자기역전이미지의 경우와 같이 자기벽 pinning 사이트에 반응하면서 자화 용이축 방향으로 아주 유연한(flexible) 자기벽 구조를 가짐을 볼 수 있다. 이는 CoFe 박막의 임계축적현상이 자기쌍극자 에너지와 자기벽 에너지 중에 자기쌍극자 에너지에 크게 영향을 받는다는 것을 말한다. 고로, 자기쌍극자 에너지를 고려한 CZDS 모델의 $\tau \sim 1.33$ 을 가지는 임계축적현상이 CoFe 박막의 자기역전현상을 아주 잘 설명할 수 있었다.

IV. 결 론

본 연구에서는 실시간 자기 측정이 가능한 광자기 현미경을 이용하여 강자성 $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ 박막에서의 자화역전현상을 연구하였다. 재미있게도, 25 nm와 50 nm 두께의 샘플들에서 하나의 자기벽이 움직임을 알 수 있었고, 반대로 100 nm 샘플의 경우에는 자기들이 무작위적으로 형성된 후 자기벽운동을 함을 알 수 있었다. 또한, 자기 점프사이즈들의 통계적인 해석 결과, $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ 박막에서의 자기역전현상은 거듭제곱법칙을 만족하는 임계축적현상을 보임을 알 수 있었고, 그 임계지수 값이 1.33임을 알 수 있었다.

감사의 글

실험 기기 사용과 결과 토론에 대해 도움을 주신 신성철

교수님께 진심어린 감사를 드립니다.

References

- [1] P. Grunberg, *Phys. Today* **54**, 31 (2001).
- [2] S.-B. Choe and S.-C. Shin, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 532 (2001).
- [3] K.-S. Ryu, K.-D. Lee, S.-B. Choe, and S.-C. Shin, *J. Appl. Phys.* **95**, 7306 (2004).
- [4] D.-H. Kim, S.-B. Choe, and S.-C. Shin, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 087203 (2003).
- [5] K.-S. Ryu, H. Akinaga, and S.-C. Shin, *Nat. Phys.* **3**, 547 (2007).
- [6] M. Speckmann, H. P. Oepen, and H. Ibach, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2035 (1995).
- [7] S.-B. Choe and S.-C. Shin, *J. Appl. Phys.* **8**, 3096 (2000).
- [8] H.-S. Lee, K.-S. Ryu, K.-R. Jeon, S. S. P. Parkin, and S.-C. Shin, *Phys. Rev. B* **83**, 060410(R) (2011).
- [9] H.-S. Lee, K.-S. Ryu, C.-Y. You, K.-R. Jeon, S. S. P. Parkin, and S.-C. Shin, *New J. Phys.* **13**, 083038 (2011).
- [10] 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).
- [11] H.-S. Lee, K.-S. Ryu, I.-S. Kang, and S.-C. Shin, *J. Appl. Phys.* **109**, 07E101 (2011).
- [12] P. Cizeau, C. Zapperi, G. Durin, and H. E. Stanley, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4669 (1997).