

미세자기 동역학을 이용한 강자성 나노선의 자기 잡음 연구

윤정범 · 유천열 *

인하대학교 물리학과, 인천시 남구 용현동 253, 402-751

조영훈 · 박승영

한국기초과학지원연구원 물성과학연구부, 대전시 유성구 어은동 52, 305-333

정명화

서강대학교 물리학과, 서울시 마포구 신수동 1, 121-742

(2009년 11월 16일 받음, 2009년 12월 31일 최종수정본 받음, 2010년 1월 4일 게재확정)

강자성 나노선에 형성된 자벽의 자기적 특성을 연구하기 위해 미세 자기 동역학을 이용하여 열적 자기 잡음에 대한 연구를 수행하였다. 열적 요동에 의한 자기 잡음 연구는 자성체의 중요한 물리량인 자화율이나 자기 공명 주파수와 같은 물리적 특성에 대한 정보를 제공해 주며, 이는 스핀 동역학의 연구에 있어서 중요한 역할을 한다. 본 연구는 강자성 나노선에서의 자기 구조가 단일 자구를 형성하고 있는 경우와 두 개의 자구 사이에 자벽이 있는 경우에 대해서 열적 자기 잡음을 분석하였다. 그 중 단일 자구일 경우에 열적 요동에 의한 공명 주파수는 완전한 타원체 모형에서 탈자기화 상수를 고려한 Kittel 방정식으로 매우 잘 설명됨을 확인하였고, 자벽이 존재하는 경우에는 단일 자구에 의한 공명 주파수 이외에 추가된 공명주파수를 확인 할 수 있었다. 국소적인 분석을 통해 앞에서 언급한 추가 공명 주파수는 자벽에서 발생하며 단일 자구에 의한 공명 주파수에 비해서 낮은 주파수를 가짐을 확인하였다.

주제어 : 자기 잡음, 열적 요동, 단일 자구, 자벽

I. 서 론

최근에 자성 분야에서 활발히 연구되고 있는 스핀 전달 토크 효과는 스핀파 생성, 자화 반전, 자벽 이동, 자화 세차 운동과 같은 새로운 물리현상을 일으킬 수 있다. 이러한 스핀 전달 토크 효과는 나노 구조에서 스핀의 방향을 효율적으로 조절하는 것이 가능하기 때문에 차세대 비휘발성 자기 메모리 소자로 응용될 수 있는 가능성을 제시하여 이슈가 되고 있는 현상이다[1-4]. 차세대 비휘발성 자기 메모리 소자 중에서 자기 race-track 메모리는 하드 디스크의 자기적인 기록 원리를 고정된 강자성 나노선에 적용하여 하드 디스크의 기계적인 구동 부분을 제외시킬 수 있다. 그래서 좀 더 안전성을 갖춘 차세대 휴대용 정보 저장 매체로 응용될 수 있다. 이런 자기 race-track 메모리는 강자성 나노선에서 스핀 전달 토크 효과로 자벽을 이동시켜 정보를 저장/판독하는 원리로 작동된다[5-8]. 따라서 편극된 전자에 의한 스핀 전달 토크 효과로 자벽을 효율적으로 움직이기 위해서는 스핀 전달 토크 효과에 의한 자벽의 거동을 깊이 이해하고 있어야 하며 자벽을 이루고 있는 스핀들과 자벽을 통과하는 전자 간의 상호 작용에 대한 연구도 필요하다. 본 연구에서는 자벽 내부

의 스핀 동역학을 연구하기 위해서 자벽에서 발생하는 열적 자기 잡음을 연구하였다. 스핀의 열적 요동과 자기저항 현상에 의해 발생하는 자기 잡음은 강자성체의 자화율이나 자기 공명 주파수와 같이 스핀 동역학에 있어서 기본적인 정보를 제공하며 이는 자벽 동역학에 대한 연구에 기본이 된다. 여기서 자기 잡음은 기본적인 요동-홀어지기 정리에 대한 개념을 열에 의해서 유도되는 자화의 요동에 적용한 것이다[9]. 본 연구는 강자성 나노선에서의 열적 요동에 의한 자기 잡음 연구를 통해 단일 자구나 자벽을 이루고 있는 스핀의 운동을 미세자기 동역학을 이용해서 분석하였다.

II. 미세자기 동역학

강자성 나노선에서의 자기 잡음 연구를 위해 미세자기 동역학을 기반으로 하는 object oriented micromagnetic framework(OOMMF)를 이용하여 시뮬내기를 하였다[10]. 기존 OOMMF(버전 1.2a3)에서 스핀의 동역학을 기술하기 위한 Landau-Lifshitz-Gilbert 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (1)$$

\vec{M} 는 자화이고 γ 는 Landau-Lifshitz 자기회전비율이며 α 는

*Tel: (032) 860-7667, E-mail: cyyou@inha.ac.kr

감쇠 상수, M_s 는 포화자기화이다. 그리고 \vec{H}_{eff} 는 유효 외부 자기장으로 다음 식을 이용해 얻을 수 있다.

$$\vec{H}_{eff} = -\mu_0^{-1} \frac{\partial E}{\partial \vec{M}} \quad (2)$$

E 는 평균 에너지 밀도로 이방성, 교환 상호 작용, 탈자화, 외부 자기장에 대해 모두 고려하고 있다.

기존의 LLG 방정식 (1)은 스핀의 운동에 대해서 열적 효과를 고려하고 있지 않기 때문에 본 연구는 식(1)에 무작위 자기장 항을 추가하여 스핀의 열적 요동에 대한 동역학을 계산할 수 있는 Stochastic Landau-Lifshitz-Gilbert 방정식으로 수정한 식 (3)을 이용하여 시뮬내기를 하였다[11].

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} + \vec{h}_{fl}(t)) - \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (3)$$

$\vec{h}_{fl}(t)$ 은 열에 의한 무작위 자기장 항으로 가우스 확률에 의해 나타나며 다음과 같은 두 가지 물리적 조건을 갖고 있다.

$$\langle h_{fl}(t) \rangle = 0 \quad (4)$$

$$\langle h_{fl,i}(t) h_{fl,j}(s) \rangle = 2D \delta_{ij} \delta(t-s) \quad (5)$$

i 와 j 는 직각 좌표를 나타내며 상수 D 는 열적 요동의 크기이다. $\langle h_{fl}(t) \rangle$ 는 시간에 대해서 무작위 자기장의 평균값을 나타낸다. 식 (5)에서 i 와 s 는 자체상관관계의 매우 짧은 시간을 나타내고 Dirac δ 와 Kronecker δ 는 특정한 시간과 공간에 대해서 무작위 자기장이 독립된 값을 가짐을 나타낸다. 그리고 D 의 크기는 다음과 같이 주어지며 온도(T)에 비례하는 특징을 갖는다[12].

$$D = \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \frac{k_B T}{\gamma M_s} \quad (6)$$

일반적으로 미세자기 동역학은 주어진 모형의 자기 구조를 일정한 크기의 cell로 나눠 정의된 계산식에 의해 시뮬내기를

한다. 여기서 cell의 크기는 매우 작을수록 좀 더 정확한 계산이 가능하지만 계산 시간이 매우 길어지기 때문에 계산 시간을 고려해서 적당한 크기의 cell을 선택해야 한다. 또한 미세자기 동역학을 이용하여 시뮬내기를 할 때 스핀의 열에 대한 효과를 고려하기 위해서는 온도에 따라 cell 크기와 포화 자화 값 등을 적절하게 재규격화 해야만 매우 정확한 결과를 얻을 수 있다[13]. 본 연구에서는 온도를 300 K로 계산하였으나 온도에 대한 재규격화는 하지 않았다. 그 이유는 무작위적인 열적 요동에 의해서 반응하는 각각의 스핀들에 대한 동역학만을 고려하고 정량적인 부분은 고려하지 않는 자기 잡음에 초점을 맞추어 연구했기 때문이다. 즉, 본 연구에서 중요한 결과인 자기 잡음의 공명 주파수 값에 있어서는 재규격화가 중요하지 않다.

시뮬내기를 위한 NiFe(permalloy, Py)의 기본적인 물질상수는 다음과 같다. 포화자기화는 8.6×10^5 A/m이고 교환 뺏뺏함 상수는 13×10^{-12} J/m이며 Landau-Lifshitz 자기회전비율 $\gamma = 221000$ m/(A·s)이다. 그리고 감쇠 상수는 0.01, 외부 인가 자기장의 세기는 0 Oe, 시뮬내기 cell의 크기는 $5 \times 5 \times 5$ nm³이다. 시뮬내기를 위한 Py 나노선의 모형은 Fig. 1과 같다. Py 나노선의 길이는 1 μ m이며 폭은 80 nm, 두께는 10 nm이다. 전체 계산 시간은 100 nsec이며 무작위 자기장은 10^{-5} nsec마다 계산되었으며 10^{-2} nsec 간격으로 Py 나노선을 이루고 있는 스핀 전부의 정렬 상태를 저장하였다. 열적 요동에 의한 자기 잡음은 자화용이 축이라고 할 수 있는 길이 방향(x)에 수직인 폭 방향(y)의 자화 성분의 운동에서 얻을 수 있다[14]. 자기 잡음에 대한 공명 주파수는 나노선의 폭 방향에 대한 자화 성분을 10^{-2} nsec 간격으로 저장하고 시간에 대해서 fast Fourier transform(FFT)을 하여 얻었다.

본 연구에서는 나노선 중앙에 자벽이 없는 단일 자구의 경우(Fig. 1(a))와 자벽이 있는 경우(Fig. 1(b))에 열적 요동에 대한 공명 주파수를 구했다. 길고 가느다란 모양의 Py 나노선에서 외부 자기장이 없다면 나노선의 자기 구조는 폭과 두께에 따라 소용돌이 자벽, 비대칭 가로 자벽, 대칭 가로 자벽이 생성되는 구조를 갖게 된다[15]. 즉, 폭이 80 nm이고 두

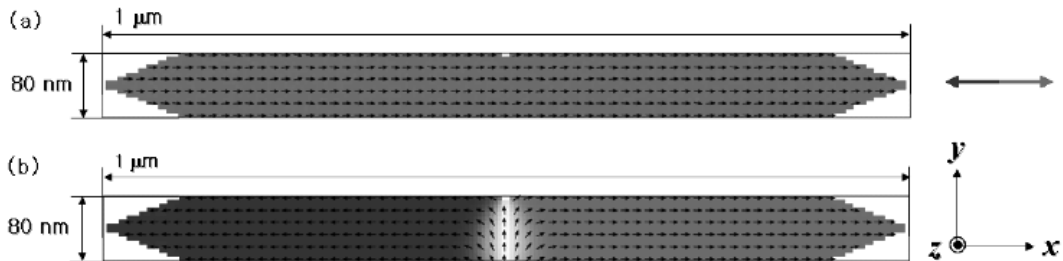


Fig. 1. Models of 10 nm thick Py nanowire (a) without and (b) with transverse-type magnetic domain wall at the center for OOMMF simulation. The magnetization direction is represented by the blue and red direction arrows, along with small arrows.

께가 10 nm인 Py 나노선에서 자기적 성질과 나노선의 폭과 두께를 고려하면 Fig. 1(b)와 같이 100 nm 정도의 대칭 가로 자벽이 생긴다. 열적 요동에 의한 자기 잡음은 상하좌우가 대칭인 소용돌이 자벽보다 가로 방향만 대칭인 가로 자벽에서 두드러지게 잘 나타난다. 소용돌이 자벽 내부의 스핀은 공간적으로 완전하게 대칭되기 때문에 각각의 스핀에 대한 자기 잡음을 합하면 서로 상쇄 되어 자벽 전부에 대한 자기 잡음은 나타나지 않는다. 그렇기 때문에 본 연구에서는 상하의 대칭성이 깨진 가로 자벽에 대한 자기 잡음을 연구하였다.

III. 계산 결과

수정된 OOMMF의 시뮬네기로 Py 나노선의 열적 요동에 의한 공명 주파수를 계산하였다. 먼저 폭 80 nm, 두께 10 nm, 길이가 1000 nm인 Py 나노선에서 자벽이 없는 경우에는

Fig. 2(a)와 같이 공명 주파수가 9.7 GHz에서 하나의 봉우리가 생성됨을 확인하였다. 반면에 자벽이 중앙에 있는 경우에는 Fig. 2(b)와 같이 9.4 GHz 이외에 7.1 GHz에서 추가로 공명 현상을 나타내는 봉우리가 생겼음을 발견 하였다. Fig. 2의 (a)와 (b) 같이 자벽이 없는 단일 자구 일 때와 두 개의 자구 사이에 자벽이 있을 때의 자기 잡음을 분석하면 Fig. 2(b)의 낮은 공명 주파수(7.1 GHz)는 자벽에 의한 것으로 단일 자구에서 생기는 Fig. 2(a)의 높은 공명 주파수(9.7 GHz)와 확연하게 구분 된다. 위 결과를 확인하기 위해서 매 시간 저장된 전 구역의 스핀 정렬을 국소적으로 FFT하여 분석하였다. Fig. 3은 Fig. 1(b) 모형에서 자벽 부분과 자벽을 뺀 부분을 나누어 자기 잡음을 계산한 결과이다. Fig. 3(a)은 나노선 중앙의 $80 \times 100 \text{ nm}^2$ 인 자벽 부분의 자기 잡음을 계산한 결과이다. 자벽 부분만 계산했기 때문에 단일 자구에 대한 공명 주파수는 사라졌고 7.1 GHz의 위치에 봉우리가 생

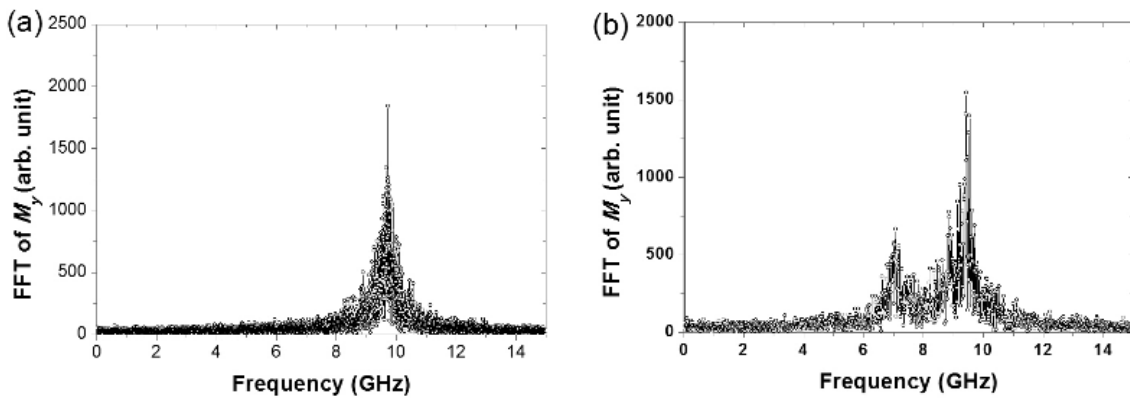


Fig. 2. Magnetic noise spectra due to thermal fluctuations in Py nanowire (a) without and (b) with transverse-type magnetic domain wall at 0 Oe at 300 K.

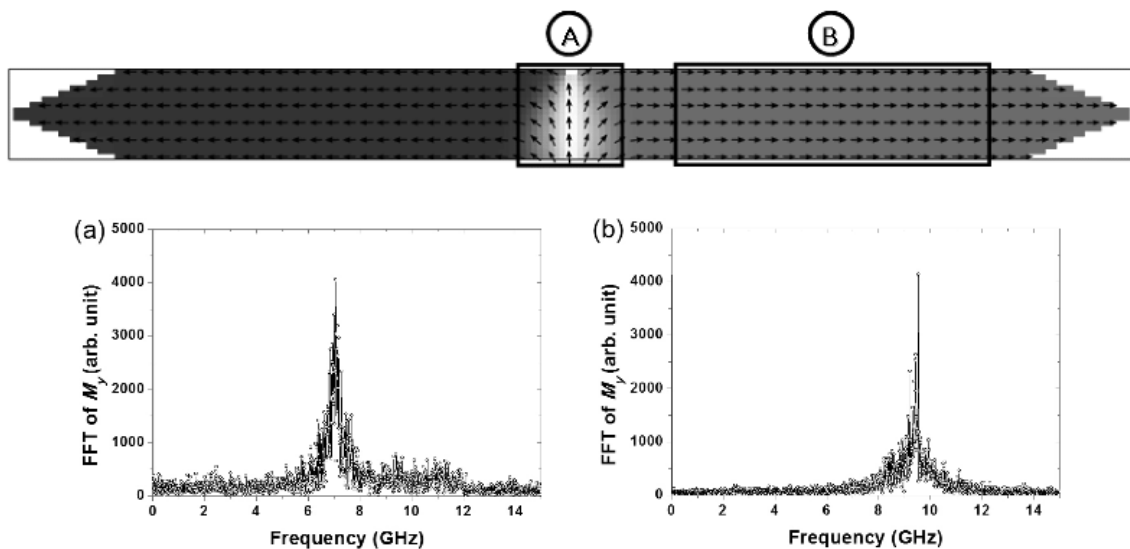


Fig. 3. Local magnetic noise spectra due to thermal fluctuations in (a) transverse-type magnetic domain wall part A and (b) part B in the inset.

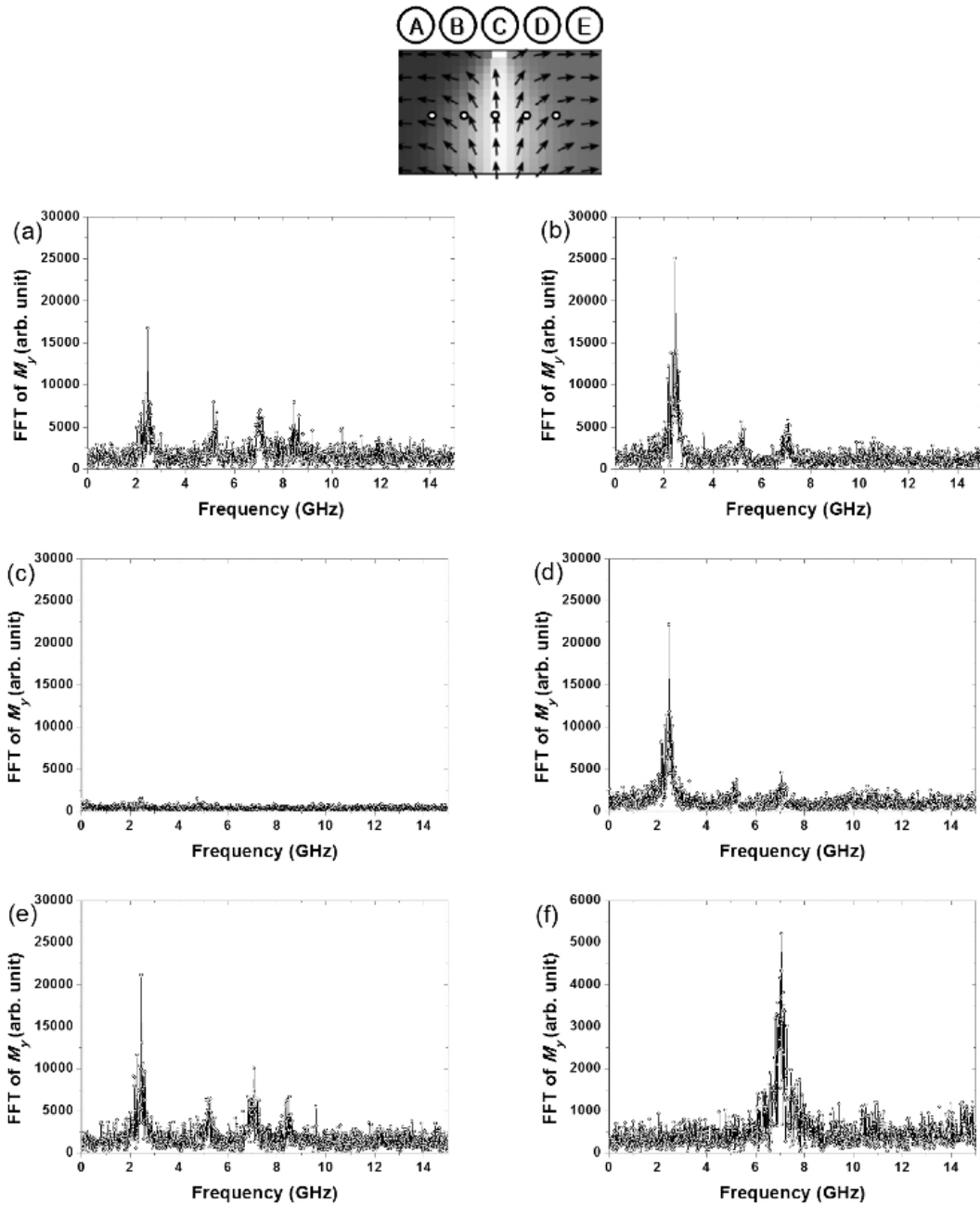


Fig. 4. (a)~(e) Local magnetic noise spectra at specific cells, (A)~(E) inside of the domain wall area. (f) Magnetic noise spectra of the sum of the cells, (A)~(E). Inset represents the summation points, (A)~(E).

성됨을 확인하였다. 대조적으로 Fig. 3(b)은 자벽을 뺀 단일 자구에서 $80 \times 300 \text{ nm}^2$ 부분의 자기 잡음을 계산한 결과다. 그 결과 낮은 주파수의 봉우리가 사라지고 9.5 GHz의 봉우리만 남았다. 이 결과는 Fig. 2(a)와 같이 완전한 단일 자구에서의 공명 주파수와 비슷한 값을 가짐을 확인할 수 있다. 자벽 부분을 좀 더 자세히 분석하기 위해서 Fig. 4와 같이 자벽의 중심에서 좌우로 25 nm 간격으로 전체 100 nm의 구간에 다섯 곳의 cell에 대한 자기 잡음을 계산하였다. Fig. 4에

삽입된 그림에서 (A), (E) 지점을 계산한 결과 2.4, 5.1, 7.1, 8.5 GHz의 네 가지 봉우리가 생겼다. (A), (E) 지점은 스핀이 회전하기 시작하는 자벽의 가장자리 부분이기 때문에 Fig. 4(a), (e)와 같이 자벽에 대한 공명 주파수뿐만 아니라 단일 자구에 대한 다른 공명 주파수가 생겼다. Fig. 4에 삽입된 그림에서 (B), (D) 지점은 자벽 안에 있는 스핀이기 때문에 Fig. 4(b), (d)와 같이 단일 자구에 대한 영향으로 생기는 공명 주파수는 거의 사라졌다. Fig. 4에 삽입된 그림에서 (D) 지점

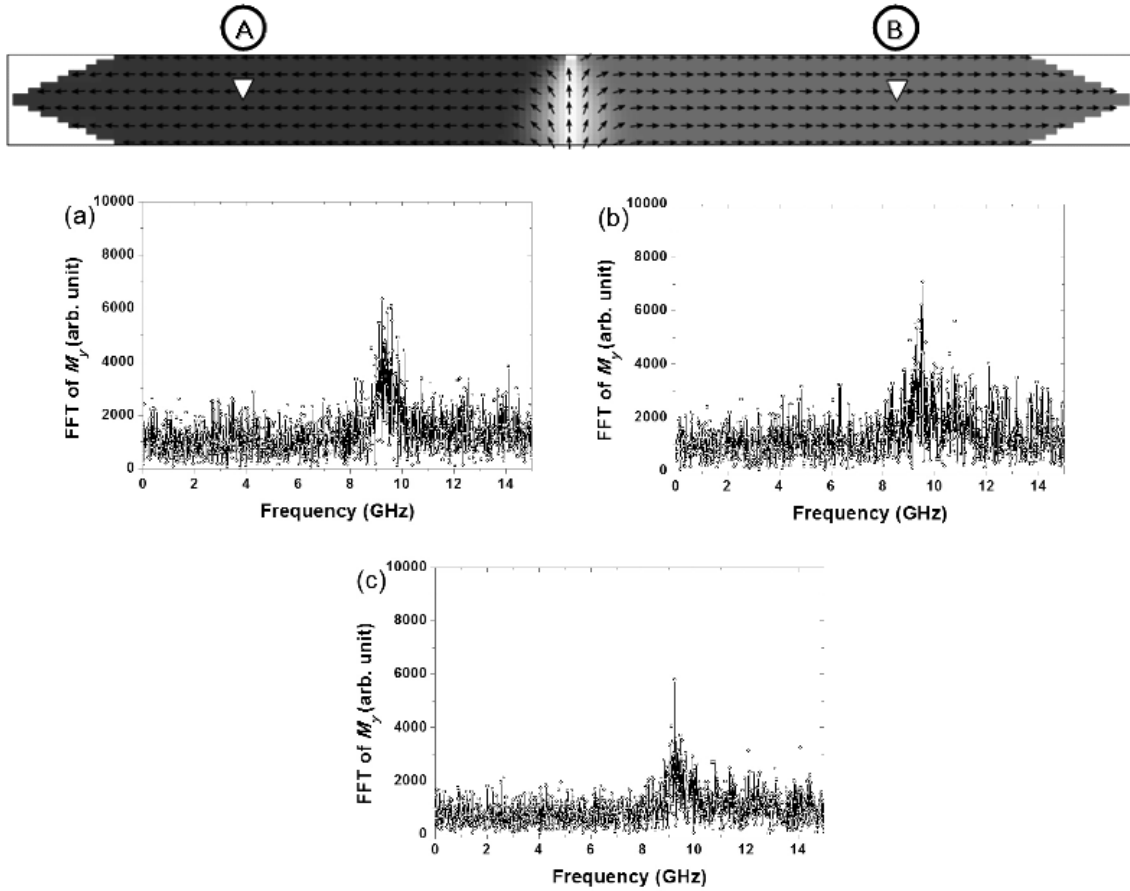


Fig. 5. (a) and (b) Local magnetic noise spectra at specific **(A)** and **(B)** points in magnetic domain. (c) Magnetic noise spectra of the sum of the cells, **(A)** and **(B)**. Inset represents the summation points, **(A)** and **(B)**.

같은 경우는 스핀이 y 축 방향으로 정렬한 상태이기 때문에 폭 방향의 자화 성분에 대한 공명 주파수는 거의 나타나지 않는다. Fig. 4(f)는 위 다섯 지점의 cell들의 y 축 방향의 자화성분을 합하여 FFT를 한 자기 잡음 결과이다. 결과적으로 자벽에 의한 공명 주파수(7.1 GHz)를 제외한 다른 공명 주파수는 상대적으로 대칭되는 부분이기 때문에 사라졌다. Fig. 5는 자벽에서 멀리 떨어진 단일 자구 부분의 cell 하나하나에 대한 자기 잡음을 계산한 결과이다. Fig. 5(a), (b)는 삽입된 그림의 **(A)**, **(B)** 지점에 대한 cell 하나하나의 자기 잡음 결과이고 Fig. 5(c)는 두 지점의 합에 대한 자기 잡음 결과이다. 두 결과 모두 단일 자구의 자기 잡음 결과와 일치한다. 결과적으로 국소적인 분석을 통해 자벽을 이루고 있는 스핀은 단일 자구를 이루고 있는 스핀과 다른 공명 주파수를 갖고 있으며 각각의 부분에 대한 합을 하면 단순한 결합을 이루는 것을 확인 할 수 있다. 자벽 내부의 스핀들이 단일 자구 내부의 스핀들과 다른 공명 주파수를 가지는 현상에 대해서는 다음과 같이 이해가 가능하다. 이론적으로 스핀의 공명 주파수는 자기 이방성 에너지 등을 무시할 경우 Kittel 공식에 의

해 다음과 같이 주어진다.

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \times \sqrt{(H_{ex} + (N_z - N_x) \times M_s) \times (H_{ex} + (N_y - N_x) \times M_s)} \quad (6)$$

H_{ex} 은 외부 자기장이고, x 는 길이 방향, y 는 폭 방향, z 는 두께 방향이며 N_x, N_y, N_z 는 각 방향에 대한 탈자기화 상수이다. 여기서 Py 나노선이 단일 자구를 이루는 경우를 고려해 보자. Fig. 1(b)의 모형을 단일 타원체라고 가정하여 N_x, N_y, N_z 를 구하면 각각 0.0025, 0.1093, 0.8882이다[16]. 이때 외부 자기장이 0 Oe이면 식 (6)에 의해 계산된 단일 자구의 공명 주파수는 9.3 GHz가 나온다. 이 값은 단일 자구에 대한 시뮬레이션 결과 값과 매우 유사하다는 것을 확인 할 수 있다.

자벽 내부의 스핀들이 가지는 자기 공명 주파수가 다르다는 것은, 자벽 내부의 스핀들이 느끼는 유효 자기장 값이 단일 자구 내부와는 다르다는 것을 의미한다. 자벽 주변부에서는 스핀의 방향이 급격하게 변화하므로, 단일 자구 내부에서는 만족되는 $\nabla \cdot \vec{M} = 0$ 인 조건이 자벽의 내부에서는 $\nabla \cdot \vec{M} \neq 0$ 이게 되며, 이는 자벽 내부의 스핀들이 느끼는 유효

자기장 값을 크게 차이가 나게 만든다. 위와 같은 사실에서 자벽 내부를 구성하는 스핀들의 거동을 기술하기 위해서는 자벽 내부의 스핀들이 느끼는 유효 자기장에 대한 정확한 이해가 필요하며 또한 이에 대한 정보를 얻기 위해서는 실제로 자벽에 의한 공명 주파수를 측정하는 것이 필요하다.

IV. 결 론

본 연구는 강자성 나노선에서 열적 요동에 의한 자기 잡음을 연구하였다. 자기 잡음은 LLG 방정식에 무작위 자기장 항을 첨가하여 수정한 식으로 미세자기 동역학을 기반으로 하는 OOMMF를 이용하여 시뮬네이션을 하였다. 스핀의 열적 요동에 의한 공명 주파수를 얻기 위해 Py 나노선의 길이 방향에 대해 수직인 자화 성분을 각 시간에 대해 저장하고 FFT를 하여 계산하였다. 대칭 가로 자벽의 유무에 대한 모형의 자기 잡음을 모형 전체와 국소적인 부분으로 나누어 계산하고 분석하였다. 그 결과 GHz 범위의 공명 주파수를 확인하였고 자벽과 단일 자구에서의 자기 잡음이 뚜렷이 차이가 있음을 확인하였다. 자벽을 이루고 있는 스핀은 단일 자구에 있는 스핀과 다르게 일정한 방향의 유효 자장에 영향을 받는 것이 아니라 연속적으로 변하는 유효 자장에 영향을 받기 때문에 열적 요동에 의한 자기 잡음이 다르게 나타난다. 실제로 실험을 통해 자벽을 이루고 있는 스핀들의 열적 요동에 의한 자기 잡음을 측정하면 자벽의 스핀 동역학에 대한 이해를 더욱 높일 수 있을 것이다.

감사의 글

본 연구는 한국과학재단을 통해 과학기술부의 나노기술개발사업(2008-02553)과 지식경제부 및 한국산업기술평가관리원의 산업원천기술개발 사업(30 nm 급 이하 수직자화형 High

Density STT-MRAM 기술 개발)과 2009년도 교육과학기술부의 재원으로 한국연구재단-미래기반기술개발사업(나노분야)(No. 2009-0082441)의 일환으로 수행 하였습니다.

참고문헌

- [1] S. Petit, C. Baraduc, C. Thirion, U. Ebels, Y. Liu, M. Li, P. Wang, and B. Dieny, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 077203 (2007).
- [2] C. Heiliger and M. D. Stiles, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 186805 (2008).
- [3] I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Phys. Rev. B*, **77**, 054440 (2008).
- [4] K.-J. Lee, A. Deac, O. Redon, J.-P. Nozières, and B. Dieny, *Nat. Mater.*, **3**, 877 (2004).
- [5] S.-W. Jung and H.-W. Lee, *J. Magnetism*, **12**, 1 (2007).
- [6] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science*, **320**, 190 (2008).
- [7] M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, *Science*, **320**, 209 (2008).
- [8] K.-J. Kim, J.-C. Lee, and S.-B. Choe, *J. Magnetism*, **14**, 101 (2009).
- [9] N. Smith, *J. Appl. Phys.*, **90**, 5768 (2001).
- [10] <http://math.nist.gov/oommf>
- [11] http://www.nanoscience.de/group_r/stm-spstm/projects/temperature/downloads.html
- [12] J. L. García-Palacios and F. J. Lázaro, *Phys. Rev. B*, **58**, 14937 (1998).
- [13] G. Grinstein and R. H. Koch, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 207201-1 (2003).
- [14] S. Petit, N. de Mestier, C. Baraduc, C. Thirion, Y. Liu, M. Li, P. Wang, and B. Dieny, *Phys. Rev. B*, **78**, 184420 (2008).
- [15] Y. Nakatani, A. Thiaville, and J. Miltat, *J. Magn. Magn. Mater.*, **290-291**, 750-753 (2005).
- [16] J. A. Osborn, *Phys. Rev.*, **67**, 351 (1945).

Micromagnetic Analysis of Thermal Magnetization Fluctuations in Ferromagnetic Nanowires

Jungbum Yoon and Chun-Yeol You*

Department of Physics, Inha University, Incheon 402-751, Korea

Younghun Jo and Seung-Young Park

Division of Materials Science, Korea Basic Science Institute, Daejeon 305-333, Korea

Myung-Hwa Jung

Department of Physics, Sogang University, Seoul 121-742, Korea

(Received 16 November 2009, Received in final form 31 December 2009, Accepted 4 January 2010)

We investigate the spin dynamics of the magnetic domain wall using the magnetic noise in the magnetic nanowire structure by employing micromagnetic simulations. Magnetic noise due to the thermal fluctuations in ferromagnetic materials is related to magnetic susceptibility and resonance frequency, which are important physical quantities in the study of the spin dynamics. In this study, we present the magnetic noise of the single domain without magnetic domain wall, and with the magnetic domain wall between two magnetic domains in ferromagnetic nanowires. It is confirmed that the Kittel equation with simple ellipsoid model with demagnetizing factor well describe the resonance frequency due to magnetic noise of the single domain. Besides, we find that there is a distinguishable additional resonance frequency, when a magnetic domain wall exists. It is verified that the additional resonance frequency is originated from the magnetic domain wall, and it is lower than one of the single domain. It implies that the spins inside the domain wall have a different effective field.

Keywords : magnetic noise, thermal fluctuation, single domain, domain wall