

Magnetization Dynamics on Magnetic Thin Films Probed by Brillouin Light Scattering

Jaehun Cho^{*,†} and June-Seo Kim^{*,†}

Division of Nanotechnology, Institute of Convergence, DGIST, Daegu 42988, Korea

Chun-Yeol You^{*,†}

Department of Emerging Materials Science, DGIST, Daegu 42988, Korea

(Received 23 April 2021, Received in final form 29 April 2021, Accepted 29 April 2021)

Brillouin light scattering (BLS) is used to measure thermally excited surface and bulk spinwave (SW) modes in various magnetic materials and it is to study SW frequency ranges up to sub-hundred GHz. In this review, we discuss magnetic properties on magnetic thin films including Heisenberg interaction, in-plane biaxial magnetic anisotropy, perpendicular magnetic anisotropy, Dzyaloshinskii-Moriya interaction probed by using a BLS spectroscopy.

Keywords : magnetization dynamics, brillouin light scattering, magnetic anisotropy, interfacial dzyaloshinskii-moriya interaction, exchange stiffness constant

브릴루앙 광산란을 이용한 자성박막에서의 자화 동역학연구

조재훈^{*,†} · 김준서^{*,†}

대구경북과학기술원 나노융합연구부, 대구시 달성군 현풍읍 테크노중앙대로 333, 42988

유천열^{*,†}

대구경북과학기술원 신물질과학전공, 대구시 달성군 현풍읍 테크노중앙대로 333, 42988

(2021년 4월 23일 받음, 2021년 4월 29일 최종수정본 받음, 2021년 4월 29일 게재확정)

본 논문은 브릴루앙 광 산란실험을 이용한 자성체의 자화 동역학의 원리 및 주요 적용분야에 대하여 고찰하였다. 브릴루앙 광 산란이란 빛이 매질내의 열적으로 들뜬 장파장의 스핀파에 의해 비탄성 산란되는 현상을 가리키며, 수십 GHz 정도의 주파수를 가지는 스핀파와 같은 준입자의 여기 과정을 연구하는데 이용된다. 본 논문에서는 Heisenberg 상호작용, 면내 이축 자기 이방성, 수직자기이방성, Dzyaloshinskii-Moriya 상호작용에 대한 연구 사례를 검토함으로써 브릴루앙 광 산란 실험을 통하여 얻을 있는 자성특성에 대하여 논의하였다.

주제어 : 자화 동역학, 브릴루앙 광산란, 자기이방성, 잘로신스키-모리야 상호작용, 교환 뺏뺏함상수

I. 서 론

자성체 내부에 존재하는 자구와 자구벽 내부의 스핀들은 외부 자기장에 의하여 정렬하거나 움직임을 보이는데, 이러한

현상을 자화 동역학이라고 부른다. 자화 동역학은 차세대 메모리 소자 또는 스핀트로닉스등의 응용분야에 가장 기본이 되는 물리현상이기 때문에, 학계뿐 아니라 산업계에서도 자화 동역학에 대한 관심을 가지고 연구되고 있다[1-3]. 시간에 따른 자화의 움직임을 기술하기 위해서는 스핀이 자기장을 중심으로 세차운동을 하는 세차항과 스핀들의 거동에 있어서 발생하는 에너지의 손실을 기술하는 감쇠항을 기술하는 Landau-Lifshitz-Gilbert 방정식[4,6]을 이용할 수 있다. 감쇠를 고려하지 않는 자화의 운동방정식은 Landau-Lifshitz(LL) 방정식에 의해 기술되며, LL 방정식의 일반적인 형태는 다음과

© The Korean Magnetics Society. All rights reserved.

[†]The authors contributed equally to this work.

*Corresponding author:

Tel: +82-53-785-3607, e-mail: jhcho@dgist.ac.kr

Tel: +82-53-785-6912, e-mail: spin2mtj@dgist.ac.kr

Tel: +82-53-785-6522, Fax: +82-53-785-6509,

e-mail: cyyou@dgist.ac.kr

같다[4].

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \vec{H}, \quad (1)$$

이때 \vec{M} 은 자화, M_s 는 포화자화량, γ 는 $\gamma = -g\mu_B/\hbar$ 로 주어 지는데, μ_B 는 보어마그네톤, g 는 g -factor이다. 그리고 \vec{H} 는 유효자기장($\vec{H} = -\frac{1}{M_s} \frac{\partial E}{\partial \vec{m}}$)으로서 교환상호작용 에너지, 자기 이방성 에너지, 정자기 에너지, Zeeman 에너지 외에 열적 섭동에 의한 에너지, 자기변형에 의한 에너지, Dzyaloshinskii-Moriya 상호작용(DMI) 에너지 등이 포함될 수 있다.

자성구조체에서 스핀이 파동형태의 집단적 거동을 보여 주는데, 이를 스핀파라 하며, 자성 구조체에서 유효자기장의 종류에 따라 다양한 모드의 동적거동을 보여준다[5]. 이러한 스핀파는 격자에서의 스핀들의 교환 결합과 스핀파들의 쌍극자 에너지에 의한 분산 관계로부터 얻을 수 있다. 첫 번째로 스핀파가 열적으로 들뜬 상태일 때, 스핀파의 파수벡터와 진동수를 가진 거시적 자기장을 유발시키는 자기 쌍극자 모멘트를 가지며, 쌍극자 장은 스핀파와 자화 간의 각도에 의존하는 스핀운동으로 나타난다. 쌍극자-쌍극자 상호작용은 수십 μm 에서 수 cm 까지의 파장을 가지는 정자기적 스핀파(magnetostatics spinwave)를 형성한다. 두 번째는 스핀들 간의 짧은 범위의 교환상호작용에 의한 것으로 이웃한 두 스핀 간의 Heisenberg 해밀토니안으로 표현한다. 이러한 스핀파는 교환 스핀파(exchange spinwave)라고 하며, 수 nm 의 파장을 가진다. 또한 이 두 상호작용이 경쟁적으로 작용하여 생성되는 쌍극자-교환 스핀파(dipolar-exchange spinwave)라고 하는 파장 수 nm 에서 수 μm 를 가지는 스핀파로 분류할 수 있다.

자화 동역학을 측정하기 위한 방법은 크게 두가지로 분류할 수 있다. 첫 번째 방법은 스핀의 거동을 실시간으로 측정하는 방법인 시분해 Kerr 효과[7-9]나 pulse inductive microwave magnetometry(PIMM)[10,11] 등이 있고, 주파수 구역에서 측정하는 방법인 강자성 공명(ferromagnetic resonance; FMR) 실험[12]과 브릴루앙 광 산란(Brillouin light scattering; BLS) 실험[13]이 있다. BLS와 FMR을 이용한 실험방법은 수 GHz 영역대의 주파수를 측정함으로써, 교환강성, 포화자화, 자기 이방성 등의 자성특성을 비접촉방식으로 측정할 수 있는 장점이 있다. 하지만, FMR을 이용하는 실험대신 BLS를 이용하면 외부에서 스핀파를 여기 시키지 않은 상태에서 실험을 진행할 수 있는 이점이 있다. 또한 입사광의 파수벡터와 스핀파의 파수벡터는 동일하기 때문에 넓은 영역(1~500 GHz)에서의 스핀파의 분산관계에 대하여 연구할 수 있고, 비대칭적으로 진행되는 스핀파에 대한 연구가 가능하다[14].

카메라 렌즈를 이용하여 시료에 빛을 입사시키는 방식의 conventional BLS에서는 시료표면에 집속되는 빛의 크기가 30~40 μm 정도이기 때문에, 공간분해능이 좋지 않으나, 높은 조리개수(numerical aperture)를 사용하는 대물렌즈를 이용한 micro-focused BLS를 이용하면 500 nm 이하의 국소적인 영역에서의 스핀파의 거동에 대한 연구[15,16]를 수행할 수 있는 등의 이점이 있다. 또한 conventional BLS을 이용한 실험은 지난 수 십년동안 자성박막, 자성 다층박막, 패터닝 소자, 단원자층 수준의 박막에 이르는 시료에서의 스핀 동역학을 연구하는 강력하고 다양한 도구로서 사용되어 왔다[17-19].

자성박막에서 브릴루앙 분광법과 이의 응용에 대해서는 그동안 다수의 총설 논문들이 발표되었다[20-25]. 본 논문은 브릴루앙 분광법의 일반적인 이론적 배경을 간략하게 요약한 후, DMI를 포함한 최근 국내에서 이루어진 브릴루앙 분광실험의 연구 성과에 대하여 기술하고자 한다. 우선 브릴루앙 광산란의 원리와 측정장비에 대한 소개를 한 후 경계조건에 따른 자성박막에서의 연구 결과에 대하여 소개하고자 한다.

II. 브릴루앙 분광법

1. 브릴루앙 분광법의 원리

매질에 입사되는 빛과 물질 내에서의 다양한 동적 들뜸 과정과 상호작용을 하는 경우에는 입사광의 에너지가 충돌 과정 중 변하는 비탄성 산란이 일어나는데, 라만 산란과 브릴루앙 광산란(Brillouin light scattering; BLS)은 비탄성 광산란 실험의 대표적인 예이다. 입사광과 시료와의 상호작용으로 발생하는 산란광을 측정하는 레이저 비탄성 분광법은 주로 브릴루앙 영역 중앙에 위치한 탄성파와 스핀파 등의 준입자들의 장파장 여기 과정을 연구하는데 사용되어 왔다. BLS는 열적으로 들뜬 음향파와 입사광과의 산란을 일컫는다[13,20-24]. 본 연구에서는 입사광과 음향파와의 산란대신에, 입사광과 스핀파와의 산란에 한정하여 기술하고자 한다. 자성박막에서의 열적 요동(thermal fluctuations)은 자기 정규모드(magnetic normal mode)를 들뜨게 하여 자화의 방향이 인가된 외부 자기장과 평행하게 정렬하여 세차 운동하게 만든다. 광자기 효과에 의해서 세차 운동하는 자화는 박막의 굴절률을 변조하고, 변조된 굴절률과 입사광의 상호작용은 전기 쌍극자의 분포를 발생시킨다. 이 쌍극자는 입사광의 주파수보다 크거나 작은 주파수로 세차 운동하고 이는 자기 정규모드의 주파수와 동일하다. 그리고 쌍극자 분포는 산란된 광학적 파동을 통해 전해진다. 산란된 광학적 파동을 간섭계를 통하여 증폭하고 관측하는 실험이 브릴루앙 산란실험이다.

BLS 실험에서 측정가능한 두 개의 물리량이 있는데, 하나는 스핀파의 파수 벡터이고, 다른 하나는 스핀파의 특정 모

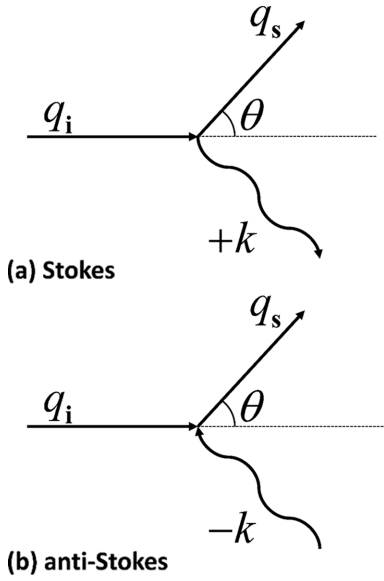


Fig. 1. Scattering light from SWs. the scattering light from SWs which were created (Stokes) and were annihilated (anti-Stokes).

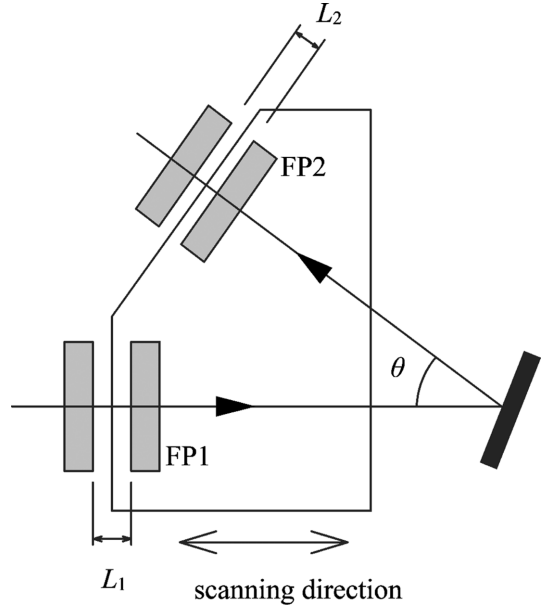


Fig. 2. Tandem Fabry-Perot interferometer.

드의 주파수이다. 운동량 보존법칙에 의해서 스핀파의 파수벡터, \vec{k} 는 입사광선의 파수벡터, \vec{q}_i 과 산란된 빛의 파수벡터, \vec{q}_s 은 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$\pm \vec{k} = \vec{q}_s - \vec{q}_i. \tag{2}$$

또한 에너지 보존법칙에 의해서 스핀파의 각주파수, Ω 는 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$\pm \Omega = \omega_s - \omega_i. \tag{3}$$

이 식에서 $\omega_i(\omega_s)$ 는 입사광(산란광)의 각주파수이다. 양의 값은 입사광에 의해 스핀파가 생성되면서 스토크스 산란(Stokes scattering)이 일어나 산란광의 에너지가 줄어드는 과정이고, 음의 값은 입사광이 열적으로 여기되어 있는 스핀파의 에너지를 흡수하면서 반-스토크스산란(anti-Stokes scattering)이 일어나 스핀파는 소멸되고, 산란광의 에너지가 늘어나는 과정을 의미한다. Fig. 1은 이러한 두 가지 상황을 보여주고 있다.

180도 후방산란 실험구조에서는 입사광의 파수벡터와 산란광의 파수벡터가 $\vec{q}_s = -\vec{q}_i$ 이기 때문에, 스핀파의 파수벡터 ($k_{||}$)는 입사각이 θ 이고 실험에 사용되는 광원의 파장이 λ 일 때 다음과 같다.

$$k_{||} = 2q_i \sin \theta = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta. \tag{4}$$

2. 브릴루앙 분광장비의 구성

비탄성적으로 산란된 빛은 스핀파 에너지를 흡수하거나 방

출하면서 입사광의 에너지에 비해서 매우 작은 에너지 혹은 파장의 변위가 나타난다. 이와 같이 매우 작은 비탄성 성분을 분해하기 위해서는 고분해능 분광기인 패브리-페로 간섭계(Fabry-Perot interferometer)가 요구된다. 본 연구에서는 이중 패브리-페로 간섭계(tandem Fabry-Perot interferometer: TFPI)를 사용하였다. TFPI는 Fig. 2에 보는 것처럼 두 개의 패브리-페로 간섭계를 직렬로 연결하였으며 두 간섭계의 간격은 한 개의 압전 변환기를 이용하여 같은 간격으로 변하는 구조로 되어있다.

가장 간단한 형태의 패브리-페로 간섭계는 공동거리가 L 만 큼 평행하게 떨어진, 높은 반사율을 가진 두 장의 평면거울로 구성된 것이다. 단일 파장의 광선은 간섭계의 공동거리 L 이 반 파장의 정수배가 될 때만 최대 투과되며 이 투과된 신호들 사이의 진동수 값으로 $c/(2L)$ 이며 이를 Free Spectral Range (FSR)이라 한다. 여기서 c 는 광속이다. 단일 패브리-페로 간섭계에서는 스핀파에 의해 산란되는 빛의 진동수 변이를 측정하기 어려운 단점이 있다. 따라서 같은 분해능을 유지하면서 이러한 문제를 해결하기 위하여 공동거리가 거의 비슷한 두 개의 간섭계를 직렬로 연결한 TFPI가 사용되고 있다[26].

TFPI에서 두 간섭계들의 동기주사(scan synchronization)가 가능하기 위해서는 간섭계의 공동거리의 비(L_1/L_2)가 다음의 필요조건을 항상 유지되어야 한다[27].

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{\Delta L_1}{\Delta L_2} \tag{5}$$

두 패브리-페로 간섭계는 한 개의 압전변환기로 동시에 구

동된다. L_1 과 L_2 는 각각의 간섭계의 공동거리이며 FP1과 FP2는 간섭계 공동거리가 L_1 과 L_2 인 패브리-페로 간섭계이다. 간섭계 공동거리 사이에는 항상 식(5)을 만족한다.

여기에서 ΔL_1 과 ΔL_2 는 각각 첫 번째 또는 두 번째 공동거리의 변위이다. 본 연구에서 사용된 TFPI는 Fig. 2에서 보는 바와 같이 두 간섭계의 축 사이에 θ 만큼의 각도를 가지고 있으며 간섭계의 공동거리의 변위들에 대해서는

$$\Delta L_2 = \Delta L_1 \cos \theta \tag{6}$$

의 관계식을 유지하게 되고, 식(5)을 항상 만족하기 위해서는 두 공동거리가

$$L_2 = L_1 \cos \theta \tag{7}$$

의 관계식을 가지고 있어야 한다.

Fig. 2처럼 첫번째 간섭계의 공동거리(L_1)보다 두번째 간섭계의 공동거리(L_2)를 약간 작게 하면 TFPI의 투과 특성은 간섭계 공동거리가 L_1 과 L_2 인 두 패브리-페로 간섭계의 투과곡선의 곱으로 나타나며, 그 결과는 Fig. 3의 TFP와 같이 나타난다. Fig. 3은 L_1 이 2 mm일 때의 투과곡선을 나타낸 그림으로서, Fig. 3의 FP2는 공동거리가 식(7)을 만족하는 L_2 인 패브리-페로 간섭계이고, Fig. 3의 FP1은 공동거리가 L_1 인 패브리-페로 간섭계이다. Fig. 3의 TFP에서 양쪽 끝에 쌍으로 이루어진 peak를 ghost peak이라 한다. 이러한 ghost peak의 생성은 스핀파의 진동수 변이를 쉽게 식별할 수 있게 한다.

일반적으로 패브리-페로 간섭계의 투과곡선의 최소값과 최

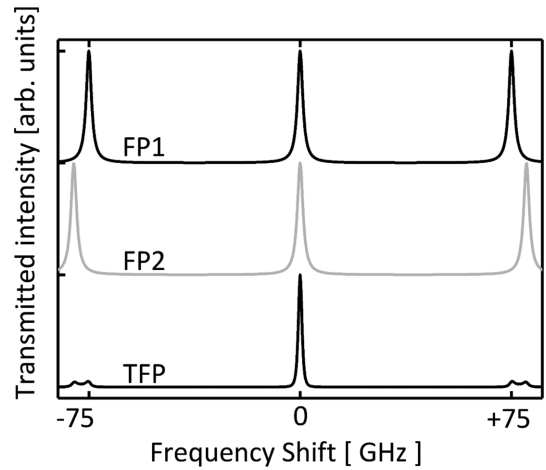


Fig. 3. The transmitted intensity for the first FP1 with FSR1, second FP2 and the TFPI. $L_1 = 2$ mm.

대값의 비(최소값/최대값)는 약 10^{-2} 의 정도로 스핀파에서 산란된 광선의 세기는 일반적으로 탄성 산란된 빛의 세기 비에 약 10^{-5} 이므로 간섭계의 최소값과 최대값의 비를 증가시켜야만 한다. 본 연구에서는 스핀파에 의해 산란된 광선을 3+3 경로로 두 간섭계를 여섯 번 통과시켜 투과의 최소값과 최대값의 비를 늘렸다. Fig. 4의 간섭계 내부의 부분에서 이러한 여러 겹의 통과를 보여주며 이는 최소값과 최대값의 비를 약 10^{-2} 만큼 줄여준다. Fig. 4는 전형적인 180도 후방산란 실험 구조이다. 시료의 산란광이 두 간섭계를 여섯 번 통과한 후에 광전자 증배기(photomultiplier tube, PMT)에 입사되고 측

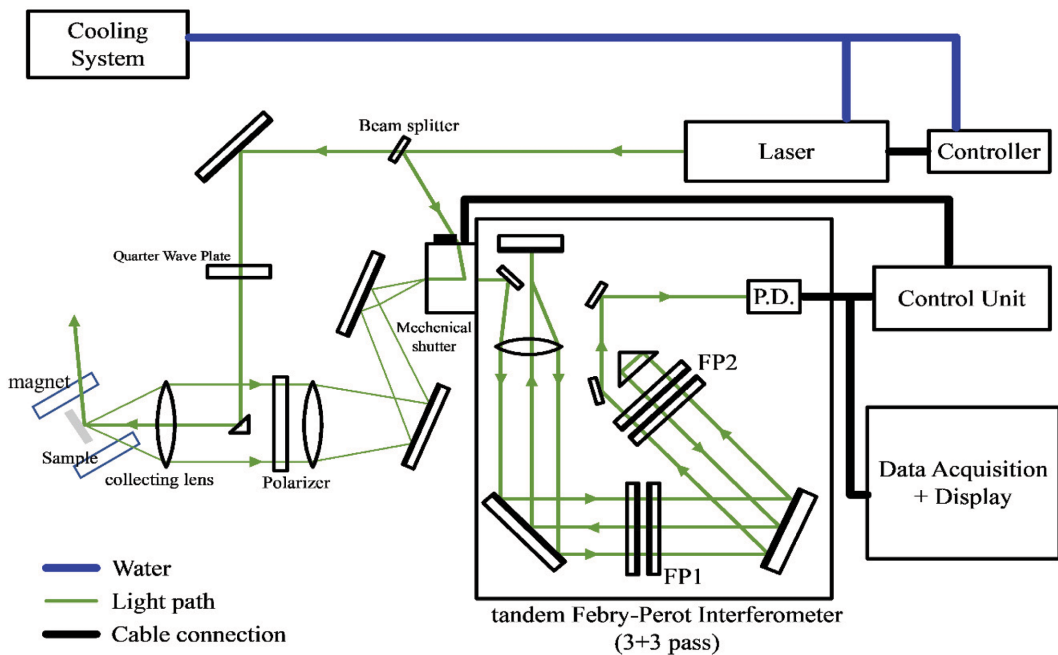


Fig. 4. (Color online) Schematic representation of BLS system.

정된 광신호는 다중채널 분석기가 결합된 광자 계수기를 거쳐 스펙트럼으로 표현된다.

브릴루앙 산란실험은 안정화된 단일모드 레이저가 요구되는데, 본 연구에서는 300 mW의 514.5 nm 파장의 Ar⁺ 가스 레이저를 사용하거나, 200 mW의 532 nm 파장의 다이오드 여기 고체상태(Diode pumped solid state; DPSS) 레이저를 사용하였다. 초점거리가 50 mm인 카메라 렌즈를 이용하여 시료 표면에 초점이 맞도록 p-편광 된 빛을 입사시키고, 시료로부터 산란된 빛들 중 동일한 카메라 렌즈를 통과하여 180° 후방 산란된 s-편광 된 빛들만 모아 간섭계로 분석하였다. 실험 장비의 기하학적 형태는 Fig. 4에 전시하였다. 실험은 상온에서 수행하였으며, 사용된 간섭계는 Sandercock 형태의 것으로(3+3 경로) 패브리-페로 간섭계이다.

III. 브릴루앙 분광법을 이용한 자성물질의 스핀 동역학연구

1. Heisenberg 교환상호작용에너지

2000년대 중반부터 연구 개발되어 온 비휘발성 메모리 소자인 전류구동형 스핀전달 토크 자기 메모리(Spin-Transfer-Torque Magnetoresistive Random Access Memory, STT-MRAM)의 성공적인 상용화에 대한 스위칭 메커니즘의 근본적인 물리학의 이해는 스핀전달 토크 연구에서 필수적이다. 스핀전달 토크의 여기된 스핀파에서 교환 뺏뺏함 상수(exchange stiffness constant, A_{ex})의 중요성 및 역할은 이전의 연구[28]로 확인되었고, STT-MRAM에서의 spin current density(J_c)와 A_{ex} 의 관계는 미세자기 전산모사를 통하여 연구[29]되었다. A_{ex} 는 Heisenberg 해밀토니안의 교환적분상수와 관련 있으며, 자성 원자의 최외각 원자수와 고체의 큐리 온도와 관련 있는 기본 물리량이다. 또한 스핀트로닉스에서 자기 거품(magnetic bubble), 나선성형 자구벽(chiral domain wall), 블로흐 선(Bloch line), 스컬미온(skyrmion)과 같은 위상 스핀 구조체를 형성하기 위해서는 비공선적(non-collinear) 자화 형태를 유발하는 Dzyaloshinskii-Moriya 상호작용(DMI)과 더불어 Heisenberg exchange인 A_{ex} 의 경쟁은 매우 중요하다. DMI에 대한 자세한 설명은 4절에서 후술하겠다.

A_{ex} 는 시료의 결정성[30], 자성층의 성분, 제작 조건[31,32] 등에 의해서 변화한다. A_{ex} 는 실험적으로 온도에 따른 자화율의 변화[33], 중성자 산란[34], FMR[35], BLS[36,37] 등의 방법으로 측정될 수 있다. 본 절에서는 여러가지 방법의 A_{ex} 를 구하는 방법 중, BLS를 이용하는 방법을 소개하고자 한다.

Fig. 5에는 자성박막에 진행되는 서로 다른 두종류의 스핀파를 도식하였다. 여기에서 주목해야 할 점은 Damon-Eshbach 모드[38]로 불리는 표면 스핀파는 진행방향의 위 또는 아래

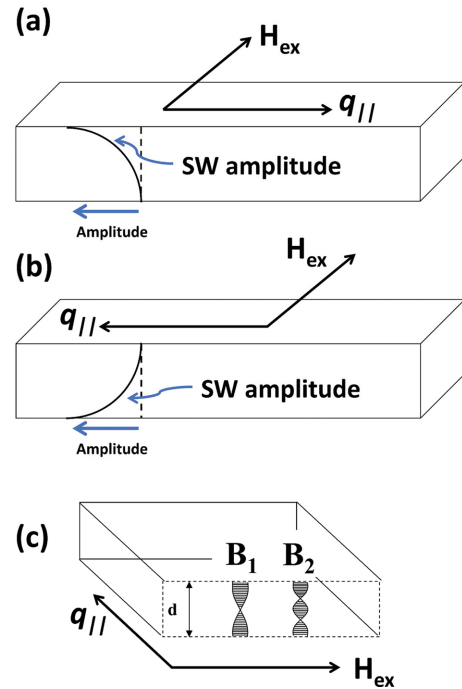


Fig. 5. (Color online) Illustration of the behavior of the scalar potential of (a), (b) Damon-Eshbach (surface) mode and (c) bulk modes in a ferromagnetic film.

면에 국소적으로 분포되어 진행한다는 것이다. Fig. 5의 (a)와 (b)에서 보듯이 인가되는 자기장에 수직으로 진행되는 표면 스핀파의 분산관계는 다음과 같이 쓸 수 있다[31,36].

$$f_{DE} = \frac{\gamma}{2\pi} \left[H_{ex}(H_{ex} + \mu_0 M_s) + \left(\frac{1}{2} \mu_0 M_s \right)^2 (1 - e^{-2q_{||}d}) \right]^{1/2} \quad (7)$$

여기서 f_{DE} 는 표면 스핀파의 주파수, γ 는 전자의 자기회전비율, H_{ex} 는 외부자기장, M_s 는 포화자화, d 는 자성박막의 두께, $q_{||}$ 는 스핀파의 파수 벡터이다. 스핀파의 파수벡터가 자성박막의 두께보다 매우 얇을 정도인 $2q_{||}d \gg 1$ 의 두꺼운 자성체에서는 표면 스핀파의 주파수는 $f_{DE} = \frac{\gamma}{2\pi} (H_{ex} + \frac{1}{2} \mu_0 M_s)$ 로 표현될 수 있는데, 이는 표면 스핀파가 가질 수 있는 최대 값이 된다. 또한 박막이 매우 얇을 때에는 표면 스핀파가 가질 수 있는 최소 주파수는 $f_{DE} = \frac{\gamma}{2\pi} [H_{ex}(H_{ex} + \mu_0 M_s)]$ 가 되는데, 이는 덩어리 모드가 가질 수 있는 스핀파 영역에서의 최대 값이 된다.

Fig. 5(c)에 전시한 그림은 덩어리 모드의 스핀파를 도식화한 것으로서, 덩어리 모드는 스핀파의 파수벡터가 자성박막의 두께 방향으로 존재하는 정상 스핀파(standing spinwave)이다. 앞서 기술한 표면 스핀파의 경우에는 스핀파의 파장이 길어서 스핀들이 이웃 스핀과 거의 나란하게 정렬한다고 가정했

기 때문에 교환상호작용 에너지가 무시될 수 있는데, 얇은 박막에서의 덩어리 모드의 스핀파의 경우 스핀파의 파장이 짧기 때문에 스핀들이 이웃 스핀과 나란하게 정렬하지 않게 된다. 따라서 수직방향의 정상 스핀파에 대한 분산관계를 풀기 위해서는 교환상호작용을 고려해야한다. 교환 상호작용을 고려한 유효자기장은 $H_{ex} = \frac{2A}{M_s} \nabla^2 m$ 로 표현되며, 이를 식(1)과 결합시키면 다음과 같다[31,36].

$$f_{Bulk} = \frac{\gamma}{2\pi} \left[\left(H_{ex} + \frac{2A_{ex}}{M_s} \left(q_{||}^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right) \right) \left(H_{ex} + \frac{2A_{ex}}{M_s} \left(q_{||}^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right) \right) + \mu_0 M_s \right]^{1/2} \quad (8)$$

여기서 f_{Bulk} 는 덩어리 스핀파의 주파수, γ 는 전자의 자기회전비율, H_{ex} 는 외부자기장, M_s 는 포화자화, d 는 자성박막의 두께, A_{ex} 는 교환 뺏뺏함 상수, n 은 덩어리모드의 차수, $q_{||}$ 는 스핀파의 평면 방향의 파수 벡터이다.

본 실험에 사용된 시료는 100 nm의 SiO₂가 올라가 있는 Si (001) 기판을 사용하였다. 기판에 5 nm 두께의 Pt 버퍼층을 증착하고, 그 위에 25 nm 두께의 Co 박막을 증착 한 후, 산화를 방지하기 위하여 4 nm 두께의 Ta 피복층을 증착하였다. 증착은 초고진공 스퍼터링 시스템을 사용하였고, 기본 진공도는 6.7×10^{-10} Torr였다. BLS 측정에는 532 nm 단일파장을 가지고 p-편광된 DPSS 레이저를 200 mW의 세기로 시료 표면에 45°로 입사하여 측정하였다. 시료 표면에서 입사된 빛의 후면 산란광을 Sandercock 타입인 (3+3) 다중 패브리-페로 간섭계를 통해 분석하여 스핀파를 측정하였다[30]. 본

실험에서는 표면스핀파를 분석하여 식(7)의 관계에 따라서 포화자화를 얻고, 그 값을 식(8)에 대입하여 교환 뺏뺏함 상수를 얻었다.

시료의 박막면에 평행하게 인가된 95 mT의 자기장에서 BLS에 의해 측정된 스펙트럼을 Fig. 6에 전시하였다. Fig. 6에서 20 GHz 부근에서 볼 수 있는 “DE”로 표시된 신호는 Stokes 영역(음수영역)과 anti-Stokes 영역(양수 영역)의 비대칭성을 갖는 Damon-Eshbach 모드라고 불리는 표면 스핀파이다. 또한 40 GHz 부근에서 볼 수 있는 “B₁”로 표시된 신호는 첫번째 덩어리 모드를 나타낸다. Stokes 영역과 anti-Stokes 영역의 신호의 세기가 다른 것은 스핀파의 비가역적인 거동에 의한 결과이다[37]. 스펙트럼에서 볼 수 있듯이, 표면 스핀파 모드와 첫번째 덩어리 모드의 신호를 서로 간섭없이 감지하기 위하여 25 nm의 두께를 가지는 Co를 선택했다.

실험을 통해 얻은 외부 자기장의 변화에 따른 스핀파의 주파수를 Fig. 7에 전시하였다. 측정된 스핀파의 주파수의 변화에 대한 분산관계는 식(7)과 (8)로 분석하였다. 실험의 오차를 줄이기 위하여 표면 스핀파의 분산관계와 식(7)로부터 M_s 값을 구하고, 그 M_s 값을 첫번째 덩어리 모드(B₁)의 주파수의 분산관계의 결과와 식(8)로부터 A_{ex} 를 구하는 방법으로 분석을 진행하였다. 이때의 γ 는 2.38×10^5 m/(A·s)로 고정하였다. 분석된 M_s 의 값은 1083 ± 2 kA/m, A_{ex} 의 값은 25.6 ± 0.2 pJ/m로 측정되었다. Fig. 7에 검은색 사각형(표면 스핀파)과 빨간색 원(첫번째 덩어리모드) 모양은 실험의 결과값이고, 검정색(표면 스핀파)과 빨간색(첫번째 덩어리모드) 실선은 피팅된 결과이다.

Fig. 8은 외부 자기장을 95 mT, 스핀파의 파수벡터를 0.0167 nm^{-1} 로 고정시킨 상태에서 시료의 두께를 바꾸어 가

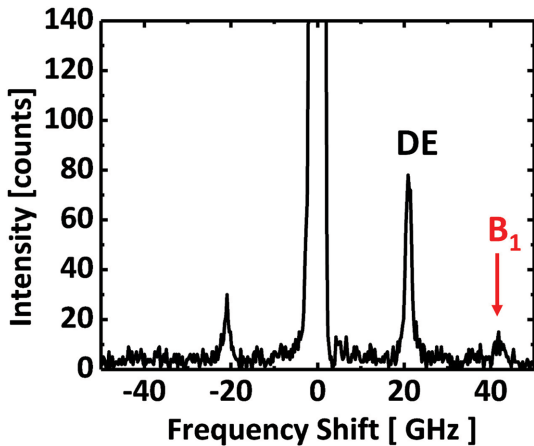


Fig. 6. (Color online) Typical BLS spectrum for 25-nm-thick Co film under the applied field at 95 mT for 4-nm-thick Pt sample. The peak labeled “DE” is the Damon-Eshbach mode and “B₁” is the first bulk mode.

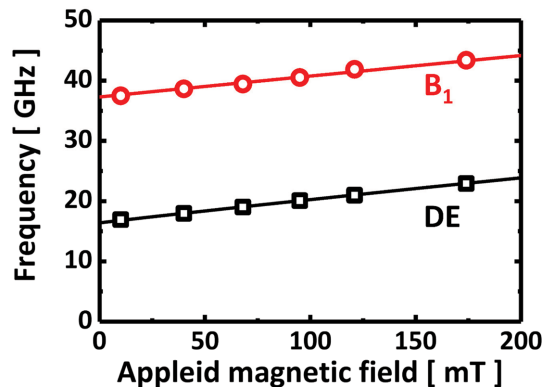


Fig. 7. (Color online) Variation of spin wave frequencies with the applied magnetic field for the Pt (4 nm)/Co (25 nm)/Ta (4 nm) film. The open black squares (the open red circles) are experimental result for the Damon-Eshbach modes (the first bulk modes), respectively. The lines are calculated valued with Eqs. (1) and (2) with $M_s = 1083$ kA/m, $A_{ex} = 25.6$ pJ/m.

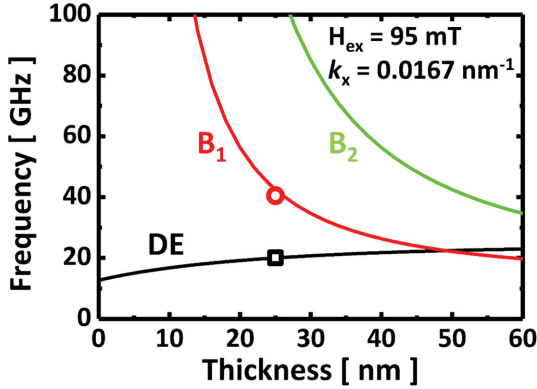


Fig. 8. (Color online) Variation of spin wave frequencies with the thickness dependence for the Pt (4 nm)/Co (25 nm)/Ta (4 nm) film under $H_{ex} = 0.95$ mT and $q_{||} = 1.67 \times 10^5$ cm⁻¹. The open black squares (the open red circles) are experimental result for the Damon-Eshbach modes (the first bulk modes, respectively). The lines are calculated valued with Eqs. (7) and (8) with $M_s = 1083$ kA/m, $A_{ex} = 25.6$ pJ/m.

면서 얻을 수 있는 스핀파의 주파수를 전시한 그림이다. 사각형과 원형의 모양은 Fig. 6에서 얻은 실험값을 나타낸다. 실선은 계산 값인데, 앞서 구한 자성상수를 이용하여 구한 스핀파의 주파수를 나타낸 그림이다. Fig. 8에서 볼 수 있듯이, 표면 스핀파(DE)와 덩어리 모드(B1, B2)의 스핀파는 시료의 두께가 두꺼워지면 교환 상호작용 에너지의 영향이 줄어들기 때문에 교환 뺏뺏함 상수의 영향이 줄어들어 식(7)과 (8)이 비슷한 결과를 주게 되는 것을 의미한다. 초록색 실선은 두번째 덩어리 모드(B2)의 주파수를 나타내는데, 시료의 두께가 40 nm 이상으로 두꺼워져야 비로소 BLS로 측정될 수 있는 모드이다. 계산된 값들은 실험값들과 잘 일치하고 있으며, 이는 자성상수를 결정하는 과정 뿐만 아니라 결정된 값들에 대해 만족스러움을 보여주고 있다. 결정된 M_s 값은 초전도 양자간섭계 실험으로 측정된 값인 982 kA/m과 9% 정도 차이가 났고, 동일하게 제작된 버퍼 없는 시료의 M_s 값인 737 ± 12 kA/m보다 46% 향상된 결과를 얻었다[30]. 결정된 A_{ex} 값은 이전에 보고된 문헌값[39]인 28.5 pJ/m와 비교하여 좀더 작은 값을 보여준다. 그러나, 우리의 결과는 다결정 육방밀집(hexagonal close-packed, HCP) 구조의 Co 값인 19 pJ/m [40,41]보다는 단결정 HCP 구조의 Co 값[42]인 24 pJ/m와 유사하다.

마지막으로 스커미온이 존재하는 자구벽 에너지 밀도(magnetic domain wall energy density, $\sigma = 4\sqrt{A_{ex}K_{eff}} - \pi D$) [43,44]에 대해 논의를 하고 이 절을 마치고자 한다. σ 를 0 이하로 만들어 주는 DMI 에너지밀도, D 를 임계 DMI 에너지 밀도라고 부르며, $D_{cri} = 4/\pi\sqrt{A_{ex}K_{eff}}$ 으로 표현된다. 여기서 K_{eff} 는 유효 수직자기 이방성 에너지를 나타낸다. A_{ex} 값은

증착조건[31], 버퍼층[30], 열풀림 온도(annealing temperature) [32] 등에 따라서 변화한다. 그러므로, 스커미온의 형성은 DMI 에너지 밀도뿐 아니라, 다양한 증착 환경에 따라서 변하는 A_{ex} 값도 매우 중요하다는 사실을 인지하여야 할 것이다.

2. 결정 자기 이방성 에너지

반도체 기판 위에 자성박막을 증착한 구조는 스핀트로닉스 응용과 관련하여 꾸준히 연구되어온 이중 접합구조이다[45]. 그 중에 GaAs 기판 위에 성장한 Fe 박막의 경우, 기판과 Fe 사이의 격자 불일치 정도가 1.4%로서 결정성이 매우 좋은 Fe 층을 얻을 수 있으며, 스핀 주입과 관련된 자성 소자로서의 흥미로운 전기적, 자기적 특성을 가지고 있으므로 많은 연구가 되어 왔다[46-49]. GaAs 위의 Fe 구조에서의 주목할 만한 특성은 GaAs/Fe 계면에서의 Fe 층이 자성을 잃게 되는 점과, Fe 층의 두께가 10 단원자층(monolayer) 이하로 얇을 경우에 Fe의 자연특성인 이축 이방성 외에 추가로 일축 이방성을 갖게 된다는 것이다[50]. 이는 GaAs층과 Fe층의 계면에서 발견되는 것이라고 보고되었다[51,52]. GaAs/Fe 구조의 자성특성에 대한 다양한 자성 특성 측정 방법 중 비접촉, 비파괴 측정이 가능하고 수 단원자층에 대한 정확한 측정이 가능한 감도를 가진 광학적인 측정방법인 광자기 커 효과 방법[52-55]과 BLS[56,57]를 이용한 연구 결과가 있다. 본 절에서는 BLS를 이용한 Fe 박막의 결정자기이방성 에너지에 대한 결과를 소개하고자 한다.

매우 얇은 자성박막의 경우(철의 경우에는 3.5 nm)에는 교환상호작용 없이 Damon-Eshbach 모드인 표면 스핀파의 경우로만 생각할 수 있으며, 실험적으로 Fe 박막층의 경우에 10 nm 정도의 높이까지의 스핀파의 방정식은 다음과 같이 주어진다[56,57].

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma}\right)^2 = \left[H_{ex} \cos(\varphi - \varphi_H) + H_\alpha + \frac{2A_{ex}}{M_s} q_{||}^2 + \mu_0 M_s N_z \left(1 - \frac{q_{||}^2 d}{2}\right) \right] \times [H_{ex} \cos(\varphi - \varphi_H) + H_\beta + \frac{2A_{ex}}{M_s} q_{||}^2 + \frac{1}{2} \mu_0 M_s N_z q_{||}^2 \sin^2(\varphi - \varphi_H + \frac{\pi}{2})] \quad (9)$$

여기에서 ω 는 스핀파의 진동수이고, γ 는 자기회전 비율, H_{ex} 는 외부 자기장, φ 는 자화의 방위각, φ_H 는 방위각에서의 주어진 자기장의 방향, $H_{\alpha, \beta}$ 는 이방성 마당(anisotropy field), A_{ex} 는 교환 뺏뺏함 상수, M_s 는 포화된 자화, $q_{||}$ 는 in-plane에서의 파수 벡터이고, N_z 는 자기소거(demagnetization) 인자이다. d 는 Fe 층의 두께이다. 본 연구에서 또한 면내 일축 이방성(uniaxial anisotropy)향과 이축 이방성(biaxial anisotropy)향을 고려하였다. 이러한 대칭성을 가지는 총 자기이방성 에

너지는 다음과 같이 주어진다.

$$E = E_{cubic} + E_{uni} + E_{out} = K_c [\cos^2 \theta \sin^2 \theta + \sin^4 \theta \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi] + K_{uni} \sin^2 \theta \cos^2 (\varphi - \varphi_0) + K_{out} \sin^2 \theta \quad (10)$$

여기에서 각각 K_c (K_{uni})는 이축(일축) 이방성 상수, K_{out} 는 면과 수직 방향의 이방성 상수이고, 자화가 면내에 있을 때 $\theta = 90^\circ$, φ 는 방위각, K_c 가 음수일 때, 일축 이방성의 자화 용이 방향은 $\varphi_0 = 45^\circ$ 이다. 외부 자기장(\vec{H}_{ex})과 자화의 방향(\vec{M}_s)은 Fig. 9(a)에 도식화하였다. 식(10)를 통하여 계산되는 이방

성 마당($H_{\alpha, \beta}$)는 다음과 같다.

$$H_\alpha = \frac{\partial^2}{M_s \partial \theta^2} E = \frac{K_c}{M_s} (2 - \sin^2 2\varphi) - \frac{2K_{uni}}{M_s} \cos^2 (\varphi - \varphi_0) + \frac{2K_{out}}{M_s},$$

$$H_\beta = \frac{\partial^2}{M_s \partial \varphi^2} E = \frac{2K_c}{M_s} (\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi - 6\cos^2 \varphi \sin^2 \varphi) - \frac{2K_{uni}}{M_s} [1 - 2\sin^2 (\varphi - \varphi_0)] \quad (11)$$

자화의 방향은 식(10)의 자기 이방성 에너지와 외부 자기장인 $M_s H \cos(\varphi_H - \varphi)$ 가 일치하는 곳의 φ 를 통하여 찾을 수 있다. 결과적으로 자기장의 변화와 방위각도의 변화를 통해 얻어지는 스핀파의 주파수를 통하여 이론적인 스핀파의 주파수와 비교하여 자성 상수를 결정하게 된다.

본 연구에서 사용된 시료들의 증착 과정은 참고문헌[57]에 기술되어 있다. 간단히 요약하면, 본 실험에 사용된 철 박막 제조에는 Perkin-Elmer molecular beam epitaxy 방법을 사용했으며, 기판은 (4 × 6) GaAs (001)가 사용되었다. 증착 과정 동안 10^{-11} Torr 이하를 유지하였고, 증착 과정동안 Reflection high-energy electron diffraction(RHEED)로 시료의 성장과정을 확인하였다. 박막의 증착율은 0.40 nm/min으로 하여 박막 두께를 1.2 nm로 고정하였다. 증착 온도는 실온과 200 °C에서 증착 하였다. Fe 박막을 증착 후 바로 5 nm의 Al(Au) 피복층을 Electron beam evaporation을 이용하여 증착하였다.

시료의 자성 특성은 안정화된 Nd:YAG(Neodymium-doped Yttrium Aluminum Garnet) 레이저로부터 80 mW의 빛($\lambda = 532$ nm)를 사용하였으며, 초점거리가 50 mm인 카메라 렌즈를 이용하여 시료 표면에 초점이 맞도록 빛을 입사시키고 시료로부터 산란된 빛들 중에서 후방 산란된 빛들만 모아 초점거리 350 mm인 렌즈를 통과하여 간섭계로 분석하였다. 실험은 상온에서 수행하였으며, 사용된 간섭계는 Sandercock 형태의 것으로 3+3 경로를 가진 패브리-페로 간섭계이다. 공동 거리는 4.0 mm로 Free Spectral Range(FSR)는 37.5 GHz가 되도록 하였다. 입사각도는 45°로 입사시킨 후 30분 동안 신호를 누적하여 스펙트럼을 얻었다.

Fig. 9의 (b)와 (c)는 스핀파 주파수의 외부자기장 의존성을 보여주는 결과로서, 외부자기장의 세기를 0 mT에서 300 mT까지의 세기로 인가하여 측정하였다. 그림에서의 열린 부호들과 실선들은 각각 측정결과와 식(9)를 이용하여 계산된 결과를 나타낸다. 외부 자기장이 [110]과 평행한 방향으로 인가하였을 때의 결과인 Fig. 9(b)의 경우 스핀파의 주파수는 외부 자기장에 대하여 단조증가 경향성을 보이며, 이것은 전형적인 스핀파의 자화 용이 방향에서의 외부 자기장의 변화에 따른 스핀파의 거동을 나타낸다. 반면에 외부 자기장을 [1-10] 방향과 평행하게 인가하고 측정된 스핀파의 주파수를 나타낸

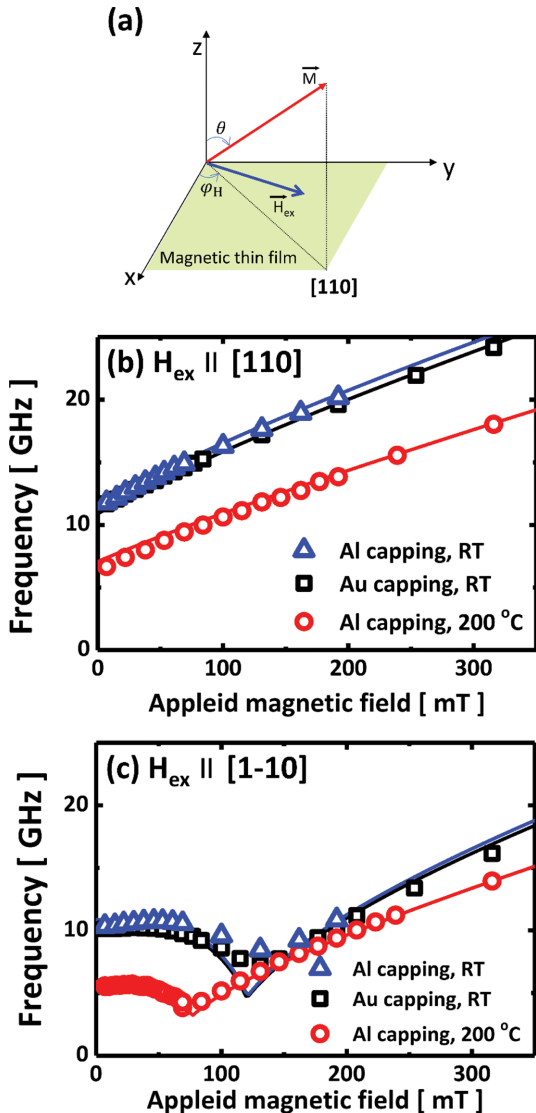


Fig. 9. (a) (Color online) The geometry of applied magnetic field \vec{H}_{ex} and magnetization \vec{M} . (b) and (c) represent experimental (open symbols) and calculated (solid lines) spinwave frequencies for Fe films of different fabrication conditions as a function of the applied magnetic field along (b) [110] direction and (c) [1-10] direction. These directions correspond to easy- and hard-axes of samples, respectively.

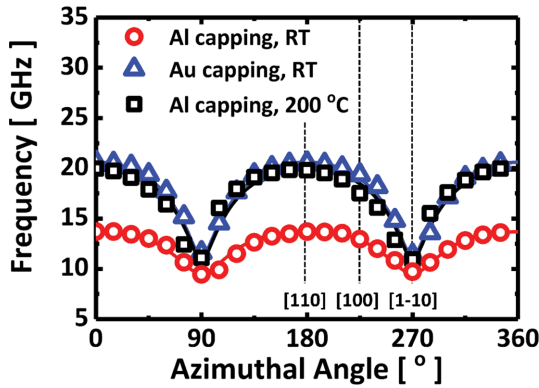


Fig. 10. (Color online) Experimental (open symbols) and calculated (solid lines) spinwave frequencies for Fe films of different fabrication conditions as a function of the in-plane direction of the applied magnetic field. The applied magnetic field are 200 mT, and the incident angle of light is 45°.

Fig. 9(c)는 Fig. 9(b)와 다른 경향성을 보인다. 스핀파의 변화율이 바뀌는 임계마당(critical field)보다 작은 자기장에서의 스핀파의 주파수는 다소 복잡한 양상을 보이지만, 이 결과는 일반적인 자화곤란 방향에 대한 외부자기장 의존성과 일치한다[56,57].

Fig. 10는 각 시료의 외부자기장의 방위각 의존성을 측정된 결과이다. Fe이 2.2 nm 이상인 경우 이축 이방성의 특징을 보여주는데[57], 본 연구에 사용된 Fe은 두께가 얇은 1.2 nm 이기 때문에 일축 이방성의 특징이 더 우세하게 보인다. 이러한 경향성은 식(9)를 이용한 정량적 분석을 통해 이해할 수 있다. Table I에 식(9)를 통하여 구한 자기이방성 상수를 전 시하였다. 하나의 시료로부터 자성상수를 결정하기 위해서는 넓은 영역의 박막 두께를 갖는 시료에 대한 실험결과를 요구하기 때문에, 1.2 nm의 두께의 박막 한 개로부터 모든 자성 상수를 구하는 것은 많은 실험 오차를 수반하게 된다. 따라서 식(9)에 주어진 다양한 자성상수 중에서 스핀파의 주파수에 가장 많은 영향을 끼치는 이방성 상수인 K_c , K_{uni} , K_{out} 만을 구하였다. 나머지 자성상수인 $\gamma = 2.32 \times 10^5 \text{ m}/(\text{A}\cdot\text{s})$, $M_s = 1695 \text{ kA/m}$, $A_{ex} = 20 \text{ pJ/m}$ 로 고정시켰다. 계산된 결과는 Fig. 9와 10에 실선으로 표시하였다. Al 피복층에 상온으로 증착된 시료에 대해서는 참고문헌[57]의 값과 잘 일치함을 알 수 있다. 상온에서 증착된 Au 피복층에 대해서는 상온에서 증착된 Al 피복층 비교하였을 때 비슷한 값을 얻었고, Al 피복층

에 200 °C에서 증착된 시료는 증착할 때의 열로 인해서 자기 이방성 상수 값들이 줄어든 것을 알 수 있다.

3. 수직자기 이방성 에너지

수직 자기 이방성(Perpendicular Magnetic Anisotropy, PMA)는 박막의 표면에서 수직인 방향으로 자화가 일어나는 현상을 말한다. 자성박막에서는 형상 이방성에 의해서 수직 자기 이방성보다 수평 자기 이방성(In-plane Magnetic Anisotropy, IMA)이 발현되기 쉬운 구조적인 한계를 갖는다. 자기터널링 접합을 이용한 수직 자기 이방성 소재는 높은 저장밀도, 열적 안정성, 낮은 자화 반전 구동 전류 등의 장점을 가지고 있기 때문에, STT-MRAM, 논리 소자 등의 스핀트로닉스 응용으로 인해서 많은 연구가 이루어져 왔다[58-62]. 수직 자기 이방성 재료는 $L1_0$ 구조, Co/Pt, Co/Pd 등의 중금속/자성체와의 다층박막, 희토류/전이금속과의 합금 등의 구조에서 연구되어 왔다. 상기 제시된 여러 구조 중에서 Pt/Co 박막은 강한 수직 자기 이방성 에너지를 가지고 있어 전류에 의한 자구벽 운동을 하는 특성[63-67]과 Pt/Co 계면에서의 큰 DMI 에너지 밀도[14]로 인해서 스켈미온이 안정적으로 만들어질 수 있는 가능성[68,69]으로 인해서 많은 관심을 받아왔다. 본 절에서는 Pt 버퍼층에 Co를 췌기형으로 증착한 시료에서 BLS를 이용한 PMA 특성에 대해서 간략하게 소개하고자 한다.

PMA를 가지고 있는 자성 시료에서 시료 표면과 평행한 방향으로 외부 자기장을 인가하여 그 크기를 증가시키면, 외부 자기장의 세기가 증가함에 따라 스핀파의 주파수는 특정 자기장, H_{crit} 까지 감소하게 된다. 자기장의 세기를 계속 증가시키게 되면 시료 표면과 수직했던 자화 방향이 시료 표면과 평행하게 되면서 스핀파의 주파수가 다시 증가하게 된다[70]. PMA를 가지는 자성 시료에서의 스핀파를 보다 정량적으로 분석하기 위하여 식(1)의 방정식의 유효자기장에 PMA 에너지를 포함하여 다음과 같이 표현[71]된다.

$$f_0 = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{\frac{H_{ex} \cos \theta - \left(\mu_0 M_s - \frac{2K_u}{M_s} \right) \sin^2 \theta}{\left[H_{ex} \cos \theta - \left(\mu_0 M_s - \frac{2K_u}{M_s} \right) \right] (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta)}}, \quad (12)$$

여기에서 γ 는 자기회전비율, θ 는 시료와 자화 사이의 각도,

Table I. Magnetic parameters for 1.2-nm-thick Fe films obtained by BLS.

Sample	K_c [MJ/m ³]	K_{uni} [MJ/m ³]	k_{out} [mJ/m ²]
Al over layer, deposited @ RT	0.76	-5.49	0.95
Au over layer, deposited @ RT	0.86	-5.01	0.99
Al over layer, deposited @ 200	0.27	-1.39	0.79

K_u 는 PMA 에너지, H_{ex} 는 외부자기장, M_s 는 포화 자화량을 각각 나타낸다. 식(12)에서는 Zeeman 에너지 외에 PMA 에너지만을 고려하여 계산하였다. 그 이유는 시료의 자성층의 두께가 매우 얇아서 교환 상호작용 에너지나, 쌍극자에 의한 유효자기장은 고려하지 않았다. 또한 PMA 에너지는 표면 PMA 에너지 밀도(k_s)과 덩어리 PMA 에너지(k_v)로 나누어, $K_u = k_v + 2k_s/t$ 로 생각할 수 있다. 여기에서는 숫자 2는 자성층의 위와 아래의 두 계면을 의미한다. 본 절에서 기술할 자성박막의 경우에는 표면 PMA 에너지만을 고려하고, 자화 벡터는 외부 자기장의 방향과 같은 경우($\theta=0$)만을 고려하여 식(12)를 다음과 같이 간단하게 나타낼 수 있다.

$$f_0 = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_{ex}(H_{ex} + \mu_0 M_s - \frac{4k_s}{t \cdot M_s})}, \quad (13)$$

결과적으로 두께에 따른 다양한 자성박막에 외부 자기장의 변화에 대한 스핀파의 주파수를 실험적으로 얻으면, 식(13)을 이용하여 포화자화와 PMA 에너지를 얻을 수 있다.

본 실험에 사용된 시료는 100 nm의 SiO₂가 올라가 있는 Si (001) 기판을 사용하였다. 기판에 5 nm 두께의 Ta 버퍼층을 증착하고, 그 위에 4 nm 두께의 Pt, 1~3 nm 두께의 Co 박막을 췌기형태로 증착한 후, 산화를 방지하기 위하여 4 nm 두께의 Ta 피복층을 증착하였다. 그 밖의 증착의 조건과 측정은 참고문헌[30]과 같다.

Fig. 11(a)는 스핀파 주파수의 외부자기장 의존성을 보여주는 결과로서, 그림에서의 열린 부호들과 실선들은 각각 측정 결과와 식(13)을 이용하여 계산된 결과를 나타낸다. Co 두께 1.8, 1.4 nm의 경우 H_{crit} 이하에서의 스핀파 측정은 불가능했지만, H_{crit} 보다 큰 자기장 영역에서는 스핀파가 선형에 가까운 모습을 확인할 수 있었다. Co 두께 2.2, 2.8 nm의 경우, 시료의 자화는 면내에 있기 때문에, H_{crit} 는 존재하지 않고, 자기장이 증가함에 따라서 단순히 선형의 모습으로 증가하는 형태를 가지게 된다. 이 결과는 일반적인 PMA시료에서의 외부자기장 의존성과 일치한다[14]. Fig. 11(b)은 Co 두께에 따른 PMA 에너지밀도($K_{eff}t$)와의 관계를 그린 그림이다. 유효 PMA 에너지, K_{eff} 는 시료의 PMA에너지와 자기소거 에너지와의 경쟁으로 표현할 수 있으며, 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$K_{eff} = \frac{2k_s}{t} - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \quad (14)$$

결과적으로 자성층의 두께(t)에 대한 일차 함수의 형태로 표현할 수 있는데, 기울기를 $-\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2$, y -절편을 통하여 PMA 에너지 밀도를 얻을 수 있으며, 이를 통해 자성층의 두께의

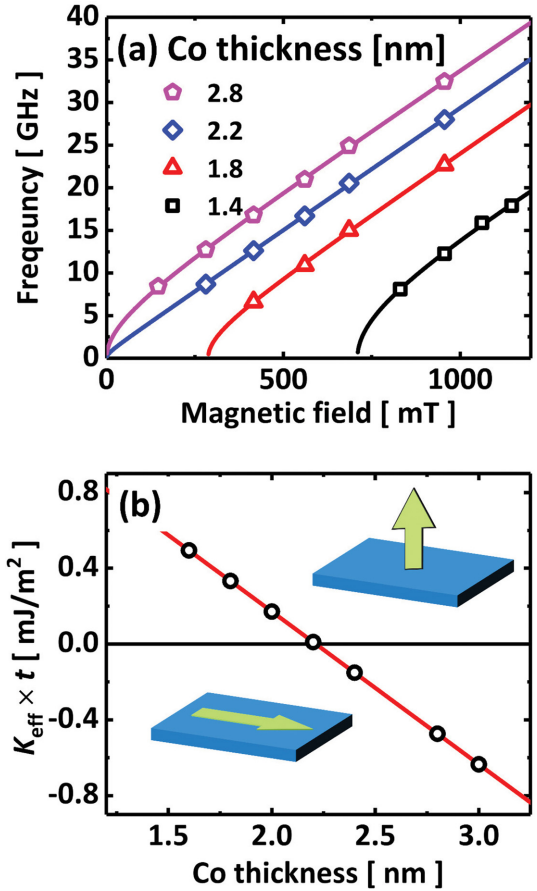


Fig. 11. (Color online) (a) The field dependence SW frequencies for various CoFeB thicknesses. The squares indicate experimental values and the solid lines are fitted data. (b) $K_{eff} \times t_{CoFeB}$ vs t_{CoFeB} plot with linear fit. K_s and M_s are extracted from the slope and y -axis crossing.

존성을 확인할 수 있다. 식(14)에서 자성층이 2.2 nm에서 $K_{eff}t$ 값이 양수에서 음수로 변하는 것을 알 수 있는데, $K_{eff}t$ 값이 양수인 영역이 시료가 PMA를 가지는 영역이고, $K_{eff}t$ 값이 음수인 영역이 시료가 면내자화를 가지는 영역이다. 이를 통해 얻은 포화자화와 표면 PMA 에너지 밀도의 값은 각각 1133 kA/m, 0.89 mJ/m²이다.

4. Dzyaloshinskii-Moriya 상호작용 에너지(Dzyaloshinskii-Moriya Interaction Energy)

앞서 기술한 Heisenberg 교환 상호 작용과 더불어 DMI는 인접한 자기 모멘트 사이에 작용하는 근본적인 교환 상호 작용 중 하나이다[72,73]. 1960년 I. Dzyaloshinskii가 란다우 이론을 기반으로 약한 강자성체에서 비대칭향을 기술하는 모형을 제시하였고[72], T. Moriya가 이 상호작용이 스핀궤도 상호작용을 기반한 비대칭 현상을 미시적으로 기술하였다[73]. 이것이 현재는 DMI라고 불리게 되었다. 반전 대칭이 깨진 구조의 스핀 궤도 상호작용을 가진 자성계에서 DMI가 발생

할 수 있다. DMI는 나선성을 가지는 자화구조를 안정화시키는데, 계면 DMI의 경우 Néel 모양의 자구벽을 선호하게 되고, Néel 모양의 자구벽은 스핀 홀 효과에 의한 자구벽의 움직임을 허용하여 전류구동에 의한 자구벽 속도를 획기적으로 증가시킬 뿐 아니라 안정된 스켈미온 구조를 형성하는데 중요한 역할을 한다[74,75]. 따라서 DMI에 대한 학계의 관심이 증가함에 따라서 다양한 방법으로 중금속/자성체 계면에서의 계면 DMI의 크기를 측정하는 기술이 발달되었다. 대표적인 예로 광자기 커 현미경(magneto-optical Kerr microscopy)을 사용하여 자구의 비대칭적 확장 속도를 측정하는 방법[76-78]이 있다. 또한 스핀궤도 토크를 측정하는 방법[74], 비대칭 자기이력 곡선 측정방법[79], 방울모형 측정방법[80]에 이르기까지 다양한 측정방법이 발전했다. 게다가 J. H. Moon 등에 의해 이론적으로 스핀파를 이용한 DMI의 관측[81]에 대한 연구가 보고되었고, 비대칭적으로 진행되는 스핀파의 에너지를 동일 평면 도파관(co-planar waveguide)를 이용하여 측정하는 방법[82], BLS를 이용한 측정[14,83-91]이 보고되었다. 이렇듯 다양한 DMI의 측정방법들 중 BLS를 이용하는 방법은 추가적인 마이크로 소자 공정이 없이 박막상태에서 측정이 가능한 장점이 있으며, 시료의 표면에 입사하는 빛의 크기가 수 백 nm에서 수 십 μm 정도이기 때문에 썬치(wedge) 모양의 시료에서 측정이 가능하므로 시료 제작이 용이한 장점이 있다. 또한 비대칭적으로 진행되는 스핀파의 주파수를 이용하여 포화자화, DMI 에너지밀도를 결정하므로, 다른 측정방법을 추가로 측정하지 않고도 BLS 측정을 통하여 시료가 가지고 있는 물리량을 결정할 수 있는 장점이 있다. 본 절에서는 BLS를 이용하여 DMI를 결정하는 방법에 대하여 기술하고자 한다.

J. H. Moon은 표면 DMI가 존재하는 자성박막에서 진행되는 스핀파의 주파수에 대해서 다음과 같이 제시하였다[81].

$$f_{DE} = f_0(M_s, H_{ex}, K_U, A_{ex}, k_x) + p \frac{\gamma D}{\pi M_s} k_x, \quad (15)$$

여기에서 f_0 는 DMI를 고려하지 않은 스핀파의 주파수, H_{ex} , K_U , A_{ex} , γ , p , $k_x = (4\pi \sin\theta)/\lambda$ 는 각각 외부자기장, 자기이방성 에너지, 교환 뺏뺏함 상수, 자기회전비율, 자기장의 극성, 스핀파의 파수벡터를 말한다. DMI가 존재하지 않을 때의 표면 스핀파의 거동은 Fig. 5의 (a)와 (b)와 같다. 하지만, DMI로 인해서 진행되는 스핀파의 에너지가 차이가 나고, 이는 평행하게 진행되는 스핀파의 주파수 차이로 나타난다. 따라서 식(15)를 Stokes 산란과 anti-Stokes 산란하는 스핀파의 주파수 차이(Δf)로 나타내면, 다음과 같다[14].

$$\Delta f = |f_{DE}(+k_x) - f_{DE}(-k_x)| = \frac{2\gamma D}{\pi M_s} k_x, \quad (16)$$

이 관계를 이용하면, BLS를 통하여 얻은 Stokes, anti-Stokes의 두 스핀파의 차이에서, 표면 DMI 에너지 밀도를 얻을 수 있게 된다. 따라서 본 절에서는 자기장 함수에 대한 Δf 와 스핀파의 파수벡터 변화에 따른 Δf 를 이용하여 표면 DMI 에너지 밀도에 대한 연구를 소개하고자 한다.

본 실험에 사용된 시료는 300 nm의 SiO_2 가 올라가 있는 Si (001) 기판을 사용하였다. 기판에 4 nm 두께의 Pt 버퍼층을 증착하고, 1~3 nm 두께의 CoFeB 박막을 썬치형태로 증착한 후, 2 nm 두께의 AlO_x 산화막을 증착하여 피복층으로 사용하였다. 증착은 초고진공 스퍼터링 시스템을 사용하였고, 기본 진공도는 5×10^{-8} Torr였다. Pt를 선택한 이유는 앞선 PMA에서와 같이 중금속으로서 자성층과 강한 스핀-궤도 상호작용을 일으켜 큰 DMI 에너지를 기대할 수 있기 때문이다. BLS 측정에는 532 nm 단일파장을 가지고 p-편광된 DPSS 레이저를 300 mW의 세기로 시료 표면에 45°로 입사하여 측정하였다. 시료 표면에서 입사된 빛의 후면 산란광을 Sandercock 타입인 (3+3) 다중 패브리-페로 간섭계를 통해 분석하여 스핀파를 측정하였다[14].

Fig. 12은 CoFeB 1.8 nm에서 외부 자기장 0.54 T를 인가하고 입사광을 45도로 시료에 입사하고 측정한 전형적인 BLS의 스펙트럼의 결과이다. 채워진 원은 BLS 실험을 통해서 얻은 값이고, 빨간색 실선은 실험값을 Lorentzian으로 피팅한 결과, 점선은 스펙트럼을 0 GHz를 중심으로 거울 대칭으로 다시 그린 결과이다. 놀랍게도, Stokes 산란과 anti-Stokes 산란에서의 스핀파의 주파수 차이는 1.23 GHz로, 이것은 표면 DMI에 의한 결과이다. Stokes 산란과 anti-Stokes 산란의 주파수 차이를 Δf 로 정의하며, 이는 식(16)의 좌변과 같다. 표면 DMI 에너지 밀도를 구하기 위하여, 외부 자기장

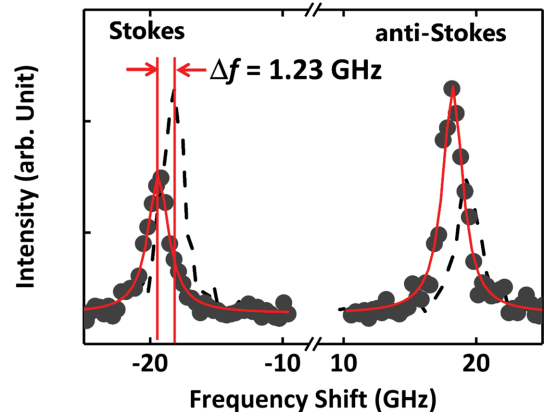


Fig. 12. (Color online) The BLS spectrum with an applied magnetic field is 0.54 T for 1.8-nm-thick CoFeB sample. The incident angle is fixed at $q = 45^\circ$ ($k_x = 0.0167 \text{ nm}^{-1}$). In order to identify the frequency differences (Δf), mirrored curves are drawn as black dashed line. The red lines are fitted as the Lorentz function. Adapted from ref. [91].

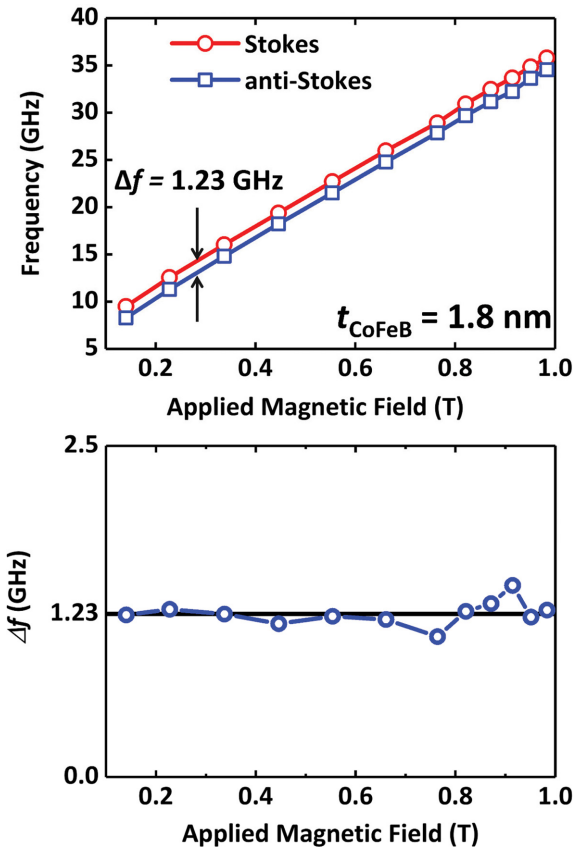


Fig. 13. (Color online) (a) Magnetic field dependent BLS measurements at $t_{\text{CoFeB}} = 1.8$ nm. The in-plane magnetic field varies from 0.14 T to 0.98 T and the angle of the incident light is fixed at $q = 45^\circ$. (b) The frequency differences (Δf) as a function of applied magnetic field. Adapted from ref. [91].

의 변화에 따른 스핀파의 변화를 측정하여 Fig. 13(a)에 전시하였다. 파란색은 anti-Stokes 산란의 결과이고, 빨간색은 Stokes 산란의 결과이다. 모든 자기장영역에서 거의 일정한 차이를 보이며, 외부자기장의 변화에 따른 두 주파수의 차이, $|f_{DE}(+k_x) - f_{DE}(-k_x)|$ 를 Fig. 13(b)에 전시하였다. Fig. 13(b)에서 볼 수 있듯이 외부자기장의 변화에 Δf 는 거의 일정한 값을 가지고 있고, 이는 식(16)과 잘 들어 맞는다. Fig. 13(a)의 Stokes와 anti-Stokes의 주파수의 중간값으로 포화자화를 결정하고, 그 결정된 포화자화 값을 식(16)에 넣으면 DMI 에너지 밀도를 결정할 수 있게 된다. 그렇게 해서 결정된 포화자화와 표면 DMI 에너지 밀도의 값은 각각 948 kA/m, 0.74 mJ/m²이다. 표면 DMI 에너지 밀도는 외부 자기장의 변화에 따른 스핀파의 변화에 대한 실험 외에도, 스핀파의 파수벡터와 Δf 는 1차 함수의 관계가 있기 때문에, 입사되는 빛의 각도를 바꾸면서 스핀파를 측정하여 표면 DMI를 결정할 수 있다[14,86]. BLS를 이용하여 DMI 에너지 밀도를 구하기 위한 전제조건이 있는데, 그것은 자성박막의 수직자기 이

방성 에너지가 너무 크지 않아야 한다는 것이다[88]. 왜냐하면, BLS를 측정하기 위해서는 시료와 평행한 방향으로 외부 자기장을 인가하고, 그 자기장에 수직한 시료의 면방향으로 진행되는 스핀파를 측정하기 때문에, 시료의 수직자기 이방성 에너지가 너무 크면, 시료의 자화를 면내에 정렬하기 위하여 상대적으로 큰 외부 자기장이 필요하게 된다. DMI는 시료의 두께의 역수로 비례하여 증가하기 때문에 얇은 자성박막의 DMI를 측정하기 위해서는 큰 외부자기장이 필요하게 된다.

IV. 결 론

본 논문에서는 비탄성 레이저 분광법의 하나인 브릴루앙 산란실험의 원리, 이론, 측정 장비를 소개한 후, 브릴루앙 분광법을 활용한 자화 동역학의 연구분야에 대해 소개했다. 브릴루앙 분광법은 기본적으로 수~수십 GHz 영역대역의 탄성파, 스핀파를 측정하는데 활용되는데, p-편광된 빛을 입사하고, s-편광된 산란광을 집속하면 스핀파를 측정할 수 있다. 브릴루앙 산란실험을 통해 얻어지는 스핀파의 주파수로부터 자성시료의 포화자화, 교환 뺏뺏함 상수, 자기이방성 에너지, Dzyaloshinskii-Moriya 에너지 등을 구할 수 있다. 브릴루앙 분광법을 이용하면 자화 동역학을 이용하여 자성박막에서의 기본적인 물성을 측정할 수 있으며, micro BLS를 이용하는 경우, 나노 소자에서의 자성특성, 스핀파의 진행에 관련된 연구도 기여할 수 있다.

감사의 글

본 연구는 정부(과학기술정보통신부)의 재원으로 한국연구재단의 중견연구자지원사업(NRF 2021R1A2C2007672), DGIST 기관고유사업(21-ET-07, 21-IT-01)의 지원을 받아 수행되었습니다. 본 논문의 완성도를 위해 조언을 해 주신 DGIST 신물질전공의 J. Jung에게 감사의 말씀을 드립니다.

References

- [1] A. Barman and J. Sinha (Ed), Spin dynamics and Damping in Ferromagnetic Thin Films and Nanostructures, Springer, 2018.
- [2] H. Zabel and M. Farle (Ed), Magnetic Nanostructures, Spin Dynamics and Spin Transport, 2013.
- [3] M. G. Cottam (Ed.), Linear and nonlinear spin waves in magnetic films and superlattices, World Scientific, 1994.
- [4] L. Landau and E. Lifshitz, Phys. Z. Sowjet. **8**, 153 (1935).
- [5] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 7th ed, John Wiley and Sons (1996), pp. 450.
- [6] T. L. Gilbert, Phys. Rev. **100**, 1243 (1955).
- [7] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, Phys.

- Rev. Lett. **76**, 22 (1996).
- [8] G. Malinowski, F. Dalla Longa, J. H. H. Rietjens, P. V. Paulskar, R. Huijink, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, *Nature Phys.* **4**, 855 (2008).
- [9] M. R. Freeman and W. K. Hiebert, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, Springer, New York (2002), pp. 93~126.
- [10] A. B. Kos, T. J. Silva, and P. Kabos, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 3563 (2002).
- [11] T. J. Silva, C. S. Lee, T. M. Crawford, and C. T. Rogers, *J. Appl. Phys.* **85**, 7849 (1999).
- [12] F. J. Cadieu, R. Rani, W. Mendoza, B. Peng, S. A. Shaheen, M. J. Hurben, and C. E. Patton, *J. Appl. Phys.* **81**, 4801 (1997).
- [13] G. Carlotti and G. Gubbiotti, *Rivista del Nuovo Cimento* **22**, 1 (1999).
- [14] J. Cho, N.-H. Kim, S. Lee, J.-S. Kim, R. Lavrijsen, A. Solignac, Y. Yin, D.-S. Han, N. J. J. van Hoof, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, *Nat. Commun.* **6**, 7635 (2015).
- [15] S. O. Demokritov and V. E. Demidov, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 6 (2008).
- [16] V. E. Demidov, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Laufenberg, and P. P. Freitas, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2866 (2004).
- [17] P. A. Grünberg, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1531 (2008).
- [18] C. E. Patton, *Phys. Rep.* **103**, 251 (1984).
- [19] G. Carlotti and G. Gubbiotti, *J. Phys. Condens. Matter.* **14**, 8199 (2002).
- [20] P. Grünberg, M. Cardona, and G. Güntherodt (Eds.), *Light Scattering in Solids V*, Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [21] J. R. Dutcher, *Light scattering and microwave resonance studies of spin waves in metallic films and multilayers*, in: M.G. Cottam (Ed.), *Linear and nonlinear spin waves in magnetic films and superlattices*, World Scientific, 1994.
- [22] S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and K. Ounadjela (Eds.), *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, *Topics in Applied Physics*, vol. 83, Springer-Verlag, Berlin, 2002.
- [23] M. H. Grimsditch, *Light Scattering in Solids V*, in: M. Cardona, G. Güntherodt (Eds.), Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [24] S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, *Phys. Rep.* **348**, 441 (2001).
- [25] B. Hillebrands, P. Baumgart, and G. Güntherodt, *Appl. Phys. A* **49**, 589 (1989).
- [26] J. R. Sandercock, *Optics Comm.* **2**, 73 (1970).
- [27] J. R. Sandercock, in *Light Scattering in Solid III*, edited by M. Cardona and G. Güntherodt, *Topics in Applied physics* (Springer-Verlag, Berlin, 1982), vol 51.
- [28] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek, and T. J. Silva, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 027201 (2004).
- [29] C.-Y. You, *Appl. Phys. Express* **5**, 103001 (2012).
- [30] K. H. Lee, J. Cho, C.-K. Lee, J. Kim, C.-Y. You, M. Byun, and J.-S. Kim, *J. Magn. Magn. Mater.* **512**, 167057 (2020).
- [31] J. Cho, J. Jung, K.-E. Kim, S.-I. Kim, S.-Y. Park, M.-H. Jung, and C.-Y. You, *J. Magn. Magn. Mater.* **339**, 36 (2013).
- [32] J. Cho, J. Jung, S.-Y. Cho, and C.-Y. You, *J. Magn. Magn. Mater.* **395**, 18 (2015).
- [33] A. K. Majumdar, V. Oestreich, D. Weschenfelder, and F. E. Luborsky, *Phys. Rev. B* **27**, 5618 (1983).
- [34] A. Michels, J. Weissmüller, A. Wiedenmann, J. S. Pedersen and J. G. Barker, *Philos. Mag. Lett.* **80**, 785 (2000).
- [35] C. Bilzer, T. Devolder, J.-V. Kim, G. Counil, C. Chappert, S. Cardoso, and P. P. Freitas, *J. Appl. Phys.* **100**, 053903 (2006).
- [36] P. Grunberg, C. M. Mayr, W. Vach, and M. Grimsditch, *J. Magn. Magn. Mater.* **28**, 319 (1982).
- [37] R. E. Camley, *Surf. Sci. Rep.* **7**, 103 (1987).
- [38] R. W. Damon and J. R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 308 (1961).
- [39] B. Hillebrands and G. Güntherodt, *Ultrathin Magnetic Structures II*, (Springer, Berlin) pp. 266 (2005).
- [40] S. P. Vernon, S. M. Lindsay, and M. B. Stearns, *Phys. Rev. B* **29**, 4439 (1984).
- [41] C. Eyrych, A. Zamani, W. Huttema, M. Arora, D. Harrison, F. Rashidi, D. Broun, B. Heinrich, O. Mryasov, M. Ahlberg, O. Karis, P. E. Jönsson, M. From, X. Zhu, and E. Girt, *Phys. Rev. B* **90**, 235408 (2014).
- [42] X. Liu, M. M. Steiner, R. Sooryakumar, G. A. Prinz, R. F. C. Farrow, and G. Harp, *Phys. Rev. B* **53**, 12166 (1996).
- [43] M. Heide, G. Bihlmayer, and S. Blügel, *Phys. Rev. B* **78**, 140403 (R) (2008).
- [44] C.-Y. You and N.-H. Kim, *Curr. Appl. Phys.* **15**, 298 (2015).
- [45] M. Kostylev, P. Schrader, R. L. Stamps, G. Gubbiotti, G. Carlotti, A. O. Adeyeye, S. Goolaup, and N. Singh, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 132504 (2008).
- [46] S. Datta and B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [47] G. A. Prinz, *Phys. Today*, **48**, 58 (1995).
- [48] F. J. Fedema, A. T. Filip, and B. J. van Wees, *Nature* **410**, 345 (2001).
- [49] G. Wastlbauer and J. A. C. Bland, *Adv. Phys.* **54**, 137 (2005).
- [50] F. Bensch, R. Moosbuhler, and G. Bayreuther, *J. Appl. Phys.* **91**, 8754 (2002).
- [51] S. McPhail, C. M. Gürtler, F. Montaigne, Y. B. Xu, M. Tselepi, and J. A. C. Bland, *Phys. Rev. B* **67**, 024409 (2003).
- [52] M. Brockmann, M. Zölfl, S. Miethaner, and G. Bayreuther, *J. Magn. Magn. Mater.* **198**, 384 (1999).
- [53] M. Gester, C. Daboo, R. J. Hicken, S. J. Gray, A. Ercole, and J. A. C. Bland, *J. Appl. Phys.* **80**, 347 (1996).
- [54] Y. B. Xu, E. T. M. Kernohan, D. J. Freeland, A. Ercole, M. Tselepi, and J. A. C. Bland, *Phys. Rev. B* **58**, 890 (1998).
- [55] N. A. Morley, M. R. J. Gibbs, E. Ahmad, I. Will, and Y. B. Xu, *J. Mag. Magn. Mater.* **300**, 436 (2006).
- [56] M. Madami, S. Tacchi, G. Carlotti, G. Gubbiotti, and R. L. Stamps, *Phys. Rev. B* **69**, 144408 (2004).
- [57] J. M. Shaw, S. Lee, and C. M. Falco, *Phys. Rev. B* **73**, 094417 (2006).
- [58] S. Luo, M. Song, X. Li, Y. Zhang, J. Hong, X. Yang, X. Zou, N. Xu, and L. You, *Nano Lett.* **18**, 1180 (2018).
- [59] X. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa, G. P. Zhao, and W. Zhao, *Scr. Rep.* **5**, 11369 (2015).

- [60] K. Koumpouras, D. Yudin, C. Adelman, A. Bergman, O. Eriksson, and M. Pereiro, *J. Phys.: Condens. Matter* **30**, 375801 (2018).
- [61] Y. Zhou and M. Ezawa, *Nat. Commun.* **5**, 4652 (2014).
- [62] G. Chen, T. Ma, A. T. N'Diaye, H. Kwon, C. Won, Y. Wu, and A. K. Schmid, *Nat. Commun.* **4**, 2671 (2013).
- [63] J.-C. Lee, K.-J. Kim, J.-S. Ryu, K.-W. Moon, S.-J. Yun, G.-H. Gim, K.-S. Lee, K.-H. Shin, H.-W. Lee, and S.-B. Choe, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 067201 (2011).
- [64] X. M. Cheng, S. Urazhdim, O. Tchernyshyov, and C. L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 017203 (2005).
- [65] J.-C. Lee, K.-S. Lee, C.-G. Cho, K.-W. Moon, K.-H. Shin, and S.-B. Choe, *IEEE Trans. Magn.* **46**, 2009 (2010).
- [66] P. J. Metaxas, J. P. Jamet, A. Mougin, M. Cormier, J. Ferre, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, and R. L. Stamps, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 217208 (2007).
- [67] N. Fujita, N. Inaba, F. Kirino, S. Igarashi, K. Koike, and H. Kato, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 3019 (2008).
- [68] C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C. A. F. Vaz, N. Van Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhüter, J.-M. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, and A. Fert, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 444 (2016).
- [69] S. Woo, K. Litzius, B. Krüger, M.-Y. Im, L. Caretta, K. Richter, M. Mann, A. Krone, R. M. Reeve, M. Weigand, P. Agrawal, I. Limesh, M.-A. Mawass, P. Fischer, M. Kläui, and G. S. D. Beach, *Nat. Mater.* **15**, 501 (2016).
- [70] B. Hillebrands, in *Light Scattering in Solids*, edited by M. Cardona and G. Guntherodt (Springer, New York, 2000), Vol. 7.
- [71] J. R. Dutcher, B. Heinrich, J. F. Cochran, D. Steigerwald, and W. F. Egelhoff Jr., *J. Appl. Phys.* **63**, 3464 (1988).
- [72] I. Dzyaloshinskii, *J. Phys. Chem. Solids* **4**, 241 (1958).
- [73] T. Moriya, *Phys. Rev.* **120**, 91 (1960).
- [74] K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang, and S. Parkin, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 527 (2013).
- [75] A. Fert, V. Cros, and J. Sampaio, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 152 (2013).
- [76] S.-G. Je, D.-H. Kim, S.-C. Yoo, B.-C. Min, K.-J. Lee, and S.-B. Choe, *Phys. Rev. B* **88**, 214401 (2013).
- [77] D.-Y. Kim, D.-H. Kim, M.-H. Park, and S.-B. Choe, *J. Korean Magn. Soc.* **27**, 163 (2017).
- [78] D.-Y. Kim, M.-H. Park, Y.-K. Park, J.-S. Kim, Y.-S. Nam, D.-H. Kim, S.-G. Je, H.-C. Choi, B.-C. Min, and S.-B. Choe, *NPG Asia Materials* **10**, e464 (2018).
- [79] D.-S. Han, N.-H. Kim, J.-S. Kim, Y. Yin, J.-W. Koo, J. Cho, S. Lee, M. Kläui, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, *Nano Lett.* **16**, 4438 (2016).
- [80] S. Kim, P.-H. Jang, D.-H. Kim, M. Ishibashi, T. Taniguchi, T. Moriyama, K.-J. Kim, K.-J. Lee, and T. Ono, *Phys. Rev. B* **95**, 220402(R) (2017).
- [81] J.-H. Moon, S.-M. Seo, K.-J. Lee, K.-W. Kim, J. Ryu, H.-W. Lee, R. D. McMichael, and M. D. Stiles, *Phys. Rev. B* **88**, 184404 (2013).
- [82] J. M. Lee, C. Jang, B.-C. Min, S.-W. Lee, K.-J. Lee, and J. Chang, *Nano Lett.* **16**, 62 (2016).
- [83] H. T. Nembach, J. M. Shaw, M. Weiler, E. Jué, and T. J. Silva, *Nat. Phys.* **11**, 825 (2015).
- [84] N.-H. Kim, J. Y. Jung, J. H. Cho, D.-S. Han, Y. Yin, J.-S. Kim, H. J. M. Swagten, and C.-Y. You, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 142406 (2016).
- [85] N.-H. Kim, J. Cho, J. Jung, D.-S. Han, Y. Yin, J.-S. Kim, H. J. M. Swagten, K. Lee, M.-H. Jung, and C.-Y. You, *AIP Advances* **7**, 035213 (2017).
- [86] J. Cho, N.-H. Kim, S. K. Kang, H.-K. Hwang, J. Jung, H. J. M. Swagten, J.-S. Kim, and C.-Y. You, *J. Phys. D: Condensed Matter* **50**, 425004 (2017).
- [87] J. Cho, N.-H. Kim, J. Jung, D.-S. Han, H. J. M. Swagten, J.-S. Kim, and C.-Y. You, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 1500104 (2018).
- [88] D.-Y. Kim, N.-H. Kim, Y.-K. Park, M.-H. Park, J.-S. Kim, Y.-S. Nam, J. Jung, J. Cho, D.-H. Kim, J.-S. Kim, B.-C. Min, S.-B. Choe, and C.-Y. You, *Phys. Rev. B* **100**, 224419 (2019).
- [89] N.-H. Kim, D.-S. Han, J. Jung, K. Park, H. J. M. Swagten, J.-S. Kim, and C.-Y. You, *Appl. Phys. Express* **10**, 103003 (2017).
- [90] W.-Y. Kim, H. K. Gweon, K.-J. Lee, and C.-Y. You, *Appl. Phys. Express* **12**, 053007 (2019).
- [91] J. Cho, Ph.D. Thesis, Inha University, Korea (2015).