

Ultrashort Strain Pulse for Magnetism Dynamics: Applications and Prospects

Jiwan Kim*

Department of Physics, Kunsan National University, Kunsan 54150, Korea

(Received 6 June 2020, Received in final form 19 June 2020, Accepted 23 June 2020)

The ultrashort strain pulse is a picosecond pure mechanical stress without thermal energy, hence it has been actively utilized for the efficient control of magnetization as new type of an excitation source. In the main body organized into two parts, first I briefly described how to generate and measure the ultrafast strain pulses. In the second part, I introduced the current research for magnetization dynamics excited by various types of ultrashort strain pulses. In closing, the prospects for ultrashort strain pulses are presented in the viewpoint of ultrafast nonthermal phase transition for various materials beyond ferromagnetic systems.

Keywords : ultrashort strain pulse, mechanical pressure, magnetoelasticity, time-resolved pump-probe technique, nonthermal switching

초고속 스트레인 펄스에 의한 자성체 동역학: 응용과 전망

김지완*

군산국립대학교 물리학과, 전북 군산시 미룡동 558, 54150

(2020년 6월 6일 받음, 2020년 6월 19일 최종수정본 받음, 2020년 6월 23일 게재확정)

초고속 스트레인 펄스는 광자로 인한 전자의 에너지 천이 및 열에너지를 제거한 순수한 기계적 압력 펄스로 생각할 수 있다. 본 논문에서는 새로운 여기 방법으로써 초고속 스트레인 펄스의 자성체 동역학 제어 원리와 최신 연구 동향에 대해 기술하였다. 본문은 두 부분으로 나누어져 있으며, 도입부에는 초고속 스트레인 펄스의 발생 및 측정 방법을, 전개부에는 스트레인 펄스의 종류에 따른 자성 동역학 결과들을 응용측면에서 간략하게 소개함으로써 고속 정보저장 매체로 응용될 가능성에 대한 이해를 높이 고자 하였다. 끝으로 자성체 뿐 아니라 새로운 물리현상 연구를 위한 상전이 물질로의 초고속 스트레인 펄스의 전망을 제시하였다.

주제어 : 초고속 스트레인 펄스, 기계적 압력, 자기탄성력, 시간분해능 펌프-프로브 기술, 비 열적 스위칭

I. 서 론

90년대 중반 펨토초 시간 영역에서 초고속 탈자(ultrafast demagnetization) 동역학이 프랑스 Jean-Yves Bigot 그룹에 의해 실험적으로 처음 보고된 이후[1], 저장 매체 상용화를 위한 자화 스위칭의 방법론적 관점에서 흥미로운 연구결과들이 발표되었다. 펨토초 레이저 펄스를 Auston switch(반도체에 밴드갭 이상의 빛을 인가하여 전류를 생성하는 장치)에 인가하여 수십 피코초의 전류 펄스를 발생시키고, 이로 생성된

암페어 자기장 펄스로 스핀 스위칭에 성공하였으며[2], 스핀 방향과 반대인 외부자기장 하에서 레이저를 인가하여 지만 효과에 의해 스핀 스위칭을 유도하는 열 자기 기록법(HAMR: heat-assisted magnetic recording)[3], 레이저의 원형편광을 제어하여 외부자기장 없이 스핀 스위칭이 가능한 전광학적(all-optical) 방법[4,5] 등이 대표적이다. 이들은 전자장비 기반의 마이크로초(μs) ~ 나노초(ns) 시간 영역에서 많은 연구가 이루어지고 있는 스핀 전달 토크(spin-transfer torque) 및 스핀 궤도 토크(spin-orbit torque)에 의한 스핀 제어 속도 한계를 극복하고자 제안된 방법들이다. 언급한 Auston switch 방법은 레이저로 생성된 GaAs 기판의 전자-홀 쌍의 재결합 시간(recombination time)이 수백 피코초(ps)가 되어 스핀 스

위칭 시간이 수 ns로 길다는 단점이 있으며, 특히 도파로의 임피던스 매칭, 약한 자기장 펄스, 패턴 시료 제작의 어려움 등의 문제로 인하여 현재는 거의 사용되지 않는다. 열 자기 기록 방법은 펨토초 펄스 이후 긴 열에너지 소실 시간(heat dissipation time)로 인해 스핀 스위칭 속도가 이론적으로 수 ~ 수십 ns로 제한되며, 소자의 소형화가 진행될수록 열 소실 시간의 증가는 피할 수 없게 된다는 단점이 있다. 또한 전광학적 현상 발견 당시[4] 알려진 비 열적(nonthermal) 스핀 스위칭과는 다르게 현재는 긴 열에너지 소실 시간, 밝혀지지 않은 스위칭 메커니즘 등의 문제점이 있다. 열에너지는 스핀 스위칭의 속도를 늦출 뿐 아니라, 스핀 스위칭 상태를 결정적(deterministic)이 아닌 통계적(stochastic)으로 만들어 소자의 신뢰성을 낮추기 때문에 더 빠르고 더 높은 신뢰성의 소자를 개발하기 위해서는 열에너지가 배제된 다른 형태의 스핀 제어 방법이 필요하다.

최근 강자성 반도체 및 금속 박막에서 펨토초 레이저에 의해 발생된 피코초 스트레인 펄스와 스핀과의 상호작용이 극저온 뿐 아니라 상온에서도 존재함을 보였으며[6,7], 이를 이용한 비 열적 스핀 동역학 연구로써 스핀 세차 운동을 공진 시키거나[8-10], 스트레인 펄스가 순간적으로 자화 용이축을 변화시켜[11] 외부자기장 없이 스위칭을 시킬 수 있을지에 대해 다양한 노력이 투입되고 있다. 스트레인 펄스는 0.1~1%의 진폭으로 전자 밴드 구조를 변화시킬 정도의[12] 기계적 압력(mechanical stress)이 물질 내부에서 음속으로 전파되는 것으로서 열 에너지의 확산속도와 상이하므로 순수한 기계적 압력 펄스만 분리시켜 사용할 경우 열 소실 시간이 없고, 펄스 폭은 약 4-8 ps 정도로 빠르므로 고속 및 높은 신뢰성을 갖는 스위칭 방법으로 제안되고 있다. 따라서 본 논문에서는 초고속 스트레인 펄스가 무엇인지 알아보고 응용측면에서 그의 활용에 대한 흥미로운 결과들을 소개하고 중요성 및 향후 전망을 기술하고자 한다.

II. 스트레인 펄스의 발생 및 측정

1. 3-온도 모델(Three-Temperature Model)

피코초 스트레인 펄스는 빛 에너지를 흡수할 수 있는 시료에 강한 펨토초 레이저 펄스를 인가할 때 발생하는 펄스폭 4 ps(unipolar: 단극성), 8 ps(bipolar: 양극성) 펄스로 H. J. Maris 그룹에 의해 As₂Te₃ 반도체에서 처음 보고되었다[13,14]. 시료 표면에서 발생하는 스트레인 펄스는 깊이 방향으로 진행하여 시료와 기판의 경계면에서 부분 반사하여 표면을 향하여 진행하게 되는데 스트레인 펄스는 유전율의 변화를 일으켜 반사율로 측정되게 된다. 스트레인 펄스의 발생은 격자의 열팽창이 중요하며, 이를 이해하기 위해서 레이저

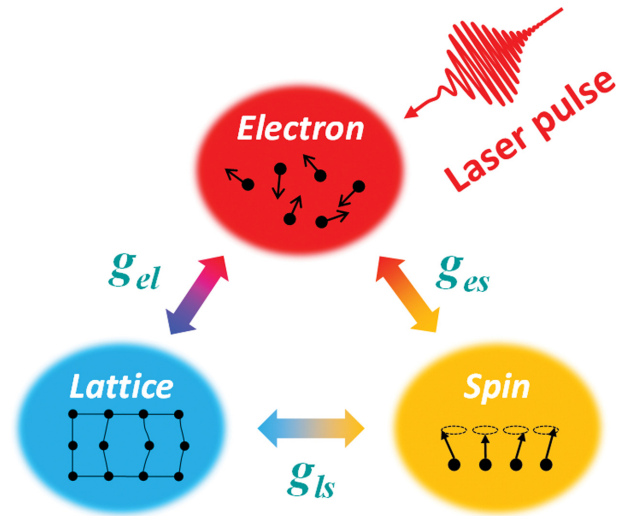


Fig. 1. (Color online) Simple diagram of energy transfer among electron, lattice, photon systems.

광자와 시료 사이의 에너지 전달과정을 알아야한다. 먼저, 펨토초 레이저의 광자가 펄스폭 시간 내에 전자에 의해 흡수되어 해당 에너지만큼 페르미 레벨(Fermi level) 위로 이동하며, 동시에 쿨롱 상호작용에 기인한 전자-전자 충돌(e-e scattering) 및 전자-격자 충돌(e-l scattering)에 의해 에너지가 분배된다(Fig. 1). 이로 인해, 전자의 온도는 하강하며 격자의 온도는 상승하게 되는데, 순간적으로 일어나는 격자의 열팽창이 압력으로 변환되어 스트레인 펄스가 발생된다. 이 과정에서 격자의 열팽창 정도, 즉 시간에 따른 격자의 온도 그래프가 중요한 정보가 되는데, 이 시간 영역에서 온도 변화를 직접 측정하는 기술은 없으며, 비자성 금속의 경우는 2-온도 모델(two-temperature model), 자성 금속의 경우 스핀의 자유도가 추가된 식(1)의 3-온도 모델[1]을 사용하여 간접적으로 추정하는 것이 현재까지 사용되는 유일한 방법이다.

$$C_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial t} = \delta_{ie} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial z} \right) + P(z, t) \right] - g_{ij} (T_i - T_j), \quad (1)$$

여기에서 $i, j = e, l, s$ 는 전자, 격자, 스핀을 의미하며 δ_{ie} 는 Kronecker delta를, $P(z, t)$ 는 레이저 에너지원을 의미한다. C_i, T_i, κ_i 는 각각 i 서브시스템의 단위 부피당 열용량, 온도, 열전도율을 나타내는 파라미터이다. 서브시스템 i, j 사이의 열교환은 열교환계수 g_{ij} (thermal coupling coefficient)를 통해서 이루어지는데, C_i, κ_i 값들은 정적인 시간 영역에서 얻을 수 있으나, g_{ij} 는 동역학에서만 나타나는 계수이므로 시간에 따른 반사율, 투과율, 탈자 신호등을 측정하여 커브 피팅으로 구해야 한다. Fig. 2는 식(1)과 논문[7]에서 발표된 파라미터 값을 바탕으로 계산된 니켈(Ni)의 전자, 격자, 스핀 각각의 온도 그래프이다.

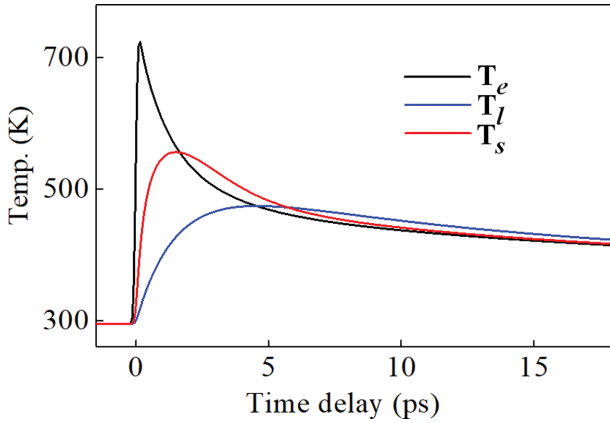


Fig. 2. (Color online) Temperature profiles of electron (black), lattice (blue), and spin (red) systems in Nickel calculated with three-temperature model.

2. 파동 방정식

파동 방정식은 시료의 표면에서 스트레인 펄스 발생과 진행을 기술하는 방정식으로 생성 후 시료의 깊이 방향으로 진행하는 경우만 한정할 경우, 다음의 1차원 파동 방정식으로 기술하는 것이 효율적이다.

$$\frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial z^2} - \frac{3\beta B}{\rho} \frac{\partial \delta T_l(z, t)}{\partial z}, \quad (2)$$

여기에서 $u(z, t)$ 는 격자의 변위, v 파동의 속도, β 열팽창계수, ρ 밀도, B 부피탄성계수(bulk modulus)를 의미한다. 오른쪽 변의 두 번째 항은 스트레인 파동을 발생시키는 항으로 격자 온도의 공간적, 시간적 정보가 필수적인데, 이것은 앞서 기술한 3-온도 모델을 통해서 얻는다. 따라서 얽혀있는 식(1)과 (2)를 시료에 따른 적절한 경계 조건을 사용하여 동시에 계산하면 $u(z, t)$ 를 얻으며, 단위 길이당 격자의 변형 정도인 스트레인 $\eta(= \partial u / \partial z)$ 를 얻게 된다. Fig. 3(a)에 Ni(165 nm)/Al₂O₃ 시료 표면($z=0$)에서 계산된 $u(0, t)$ 의 그래프를 나타내었다. 레이저 펄스에 의한 격자의 열팽창으로 약 7 ps에서 최대값을 보이며, 주변으로 열에너지의 전파로 인해 시료 온도가 감소하여 격자의 변위가 서서히 감소하는 것을 볼 수 있다. 약 55 ps에 나타나는 계단 신호는 스트레인 펄스가 기판으로부터의 반사되어 시료 표면까지 도달하여 나타난 것이다. 시료의 앞면에서 사용되는 경계 조건은 i) 시료 표면에서 공기층으로의 열 에너지 손실이 없음을 의미하는 $(\partial \delta T_l(z, t) / \partial z)_{z=0} = 0$ 과 ii) 시료 표면에서 발생하는 스트레인에 의한 기계적 스트레스 작용과 이를 이완시키는 격자의 열팽창 효과가 상쇄되는 $\rho v^2 (\eta - 2\beta \Delta T)_{z=0} = 0$ 조건이 된다(스트레스의 자세한 설명은 III.1에 언급하였다). Fig. 3(b)는 레이저 펄스가 후 $\Delta t = 35$ ps에서 계산된 스트레인 $\eta(z)$ 그래프를 나타

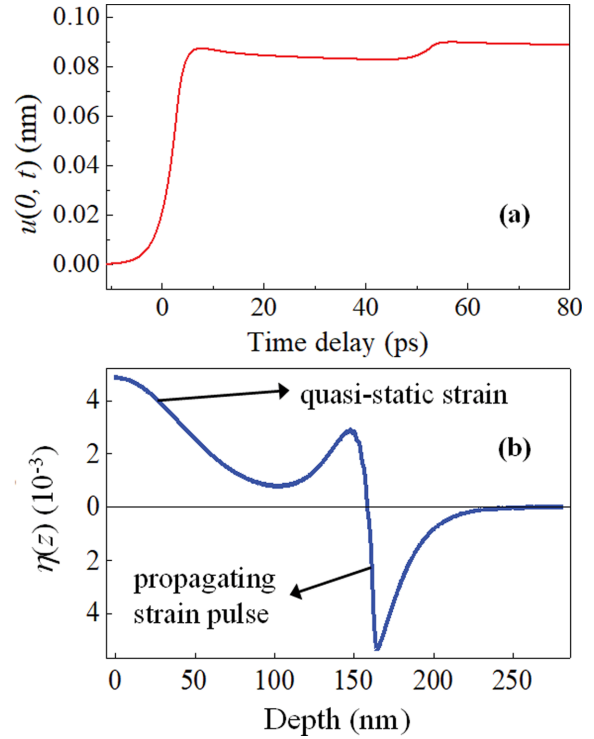


Fig. 3. (Color online) (a) Modeling of the lattice displacement at Ni surface. (b) Modeling of the strain profile in Ni at $\Delta t = 35$ ps.

내었으며 두 가지 형태의 스트레인을 볼 수 있는데, 시료 표면($x=0$)에서는 열에 의한 이동하지 않고 표면에 존재하는 준정적 스트레인(quasi-static strain)이며, 양극성 모양의 신호는 순수한 기계적 압력에 의한 이동하는 스트레인 펄스이다. 우리는 이 중 이동하는 스트레인 펄스를 중점적으로 이야기할 것이다.

3. 측정 장비 및 방법

3-1. 측정 장비

스트레인 펄스와 스핀 동역학은 시간 분해능 펌프-프로브(time-resolved pump-probe) 장비를 사용하여 측정한다. Fig. 4(a)와 같이 파장 800 nm, 펄스폭 40 fs, 반복률 5 kHz, 펄스당 에너지 1 mJ을 갖는 티타늄 사파이어(Ti: sapphire) 증폭 레이저를 사용하고, 이 중 90% 이상의 에너지는 펌프 빔으로, 나머지는 프로브 빔으로 나뉘게 된다. 펌프 빔은 이색성 표백(dichroic bleaching) 현상을 피하기 위해 비선형 광학 크리스탈 beta Barium Borate(BBO)를 통과하여 2차 조화파로 만들어지며(400 nm) 렌즈를 거쳐 시료에 집속된다. 펌프 레이저에 의해 변형된 시료의 자성 동역학은 동일 위치로 집속된 선형 편광 프로브 빔으로 측정하며, Fig. 4(b)와 같이 펌프 빔과의 시간 차이를 딜레이 스테이지(delay stage)를 통해 제어하며 펌프 빔 이후에 도착할 때만 신호가 검출되어

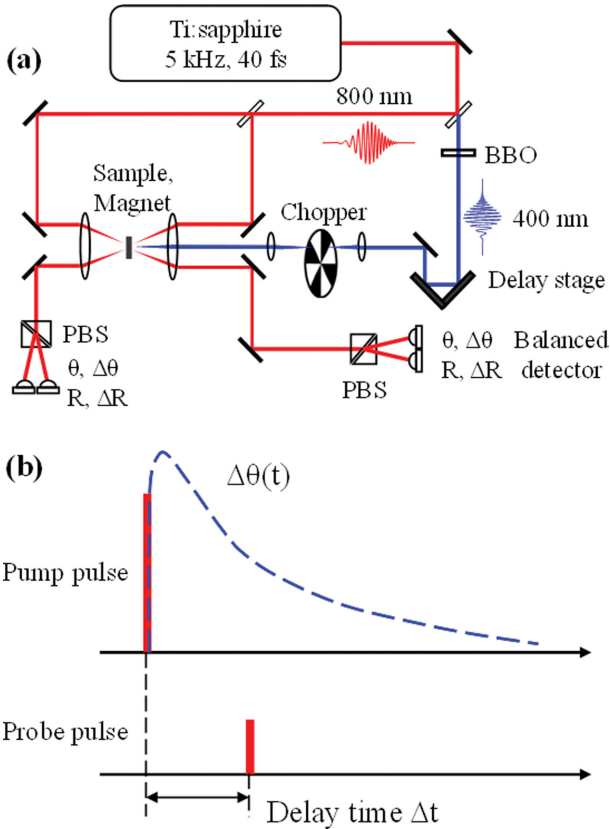


Fig. 4. (Color online) (a) Schematic picture of the time-resolved pump-probe instrument. (b) Description of the delay time between the pump and the probe beam.

락인 증폭기(lock-in amplifier)로 신호대 잡음비를 최적화하게 된다. 보통 펌프 빛 프로브 빛의 크기는 지름 약 200 μm, 30 μm이며, 오실레이터 레이저 기반의 펄스당 에너지가 작은 장비인 경우 펌프, 프로브 빛의 크기는 약 1 μm로 축소되어야 한다. 프로브는 시료의 동역학에 영향이 없어야 하므로 펌프와 프로브 빛의 세기는 약 100:1~1000:1 정도가 이상적이다. 또한 시료의 앞면과 뒷면을 동시에 측정하면 전파하는 스트레인 펄스와 스핀 동역학 관계에 대한 다양한 정보들을 이끌어낼 수 있다.

3-2. 측정 신호 및 방법

반사율은 전자와 격자의 온도 및 스트레인 정보를 포함하고 있으며, 자기광 효과(MOKE: magneto-optical Kerr effect)는 상보적으로 스핀의 정보를 포함하고 있기 때문에, 두 신호를 측정하면 많은 정보를 얻을 수 있다. 시료의 앞, 뒷면으로부터 각각 반사된 프로브 빛은 윌라스톤 프리즘(wollaston prism)을 통과하여 p 편광과 s 편광으로 나누어지며, 각각 두 개의 균형 검출기(balanced detector)로 들어가 I_p, I_s 의 세기로 변환된다. 펌프 빛이 없는 경우 $I_p - I_s = 0$ 를 기준으로 하여,

펌프 빛에 의해 유도된 자성의 변화는 자기광 효과에 의해 프로브 빛의 편광 회전 및 이심률이 발생하므로 $I_p - I_s \neq 0$ 임을 측정하여 스핀 동역학에 대한 정보를 얻을 수 있다. 또한 펌프 빛 인가 후 굴절률의 변화에 의해 발생하는 반사율은 프로브 빛의 편광 회전 없이 I_p 와 I_s 크기가 전체적으로 변하므로(일반적으로 감소하나 프로브 파장에 따라 증가하는 경우도 존재한다) 두 개의 검출기 중 한개만 측정하며, 반사율 신호에 자성 신호가 포함되어 있으므로 외부 자기장 방향 $H_{ext}(\phi), H_{ext}(\phi + \pi)$ 으로 두 번 측정 후 평균하여 얻어진다.

펌프에 의한 복소 굴절률 \tilde{n} 의 변화는 다음과 같이 기술할 수 있다. $\Delta\tilde{n}(\lambda) = \frac{\partial\tilde{n}(\lambda)}{\partial T_e}\Delta T_e + \frac{\partial\tilde{n}(\lambda)}{\partial \eta}\Delta \eta$, 오른쪽 첫번째 편미

분 항은 열-광(thermo-optic), 두번째 항은 압-광(piezo-optic) 계수로 불리우며, 외부의 전기장에 의한 압전 효과는 없으므로 레이저의 열 에너지로 인한 전자의 온도 상승, 열팽창에 의한 스트레인이 존재하여 두 개의 항이 모두 반사율에 기여하게 된다. 그러나 많이 알려진 열-광 계수와는 달리 금속의 압-광 계수는 측정의 까다로움으로 인하여 알려진 값이 거의 없다. 정적인 실험결과는 없으며, 동역학 실험결과로 $\lambda = 800 \text{ nm}$ 에서 Ni(0.6-1.8i), Cr(5.8-4.0i)이[15], $\lambda = 400 \text{ nm}$ 에서 Au(2.0+1.0i) 값이 알려진 전부이다[16]. 일반적인 금속의 경우, 스트레인 펄스의 진폭 $\Delta\eta \sim 5 \times 10^{-3}$, 열-광 계수는 $\sim 10^{-4}/\text{K}$, 시료 온도 변화는 $\Delta T_e \sim 500 \text{ K}$ 이므로 반사율에 기여하는 두 개의 항의 중요도는 비슷해진다. 그러나 잘 알려지지 않은 압-광 계수로 인해 반사율을 측정하여 전자, 격자, 스핀 온도 분석 시 $\Delta T_e \propto \Delta\eta$ 를 가정하여 압-광 계수를 열-광 계수에 다음과 같이 편입시키는데 $\Delta\tilde{n}(\lambda) = \frac{\partial\tilde{n}(\lambda)}{\partial T_e}\Delta T_e + \frac{\partial\tilde{n}(\lambda)}{\partial \eta}\Delta \eta \approx A(\lambda)\Delta T_e$,

알려지지 않은 $A(\lambda)$ 값으로 인하여 측정된 반사율들을 비교하여 온도를 추출하는 것은 불가능하며, 앞서 언급한 온도 모델을 통하여 온도 정보를 얻은 후, 이것에 적당한 비례상수를 도입하여 반사율과 피팅하는 것으로 분석을 한다. 비례상수는 조건 없는 임의의 값이므로 엄밀히 얘기하자면 정량적 정보를 얻기는 어려우며, 피팅이 제대로 이루어지지 않는다. 그 이유를 최근 스트레인 효과에서 기인하는 것이라고 분석되고 있으며 앞으로 더 자세한 연구가 이루어져야 할 것이다.

III. 스트레인 펄스-스핀 상호작용

1. 스트레인-스핀 상호작용 메커니즘

스트레인 펄스와 스핀의 상호작용은 자기변형(magnetostriction) 현상으로 설명되며, 정적인 시간 및 나노초 영역에서도 외부 전기장을 인가하여 스핀 제어 및 스위칭을 하려는 흥미

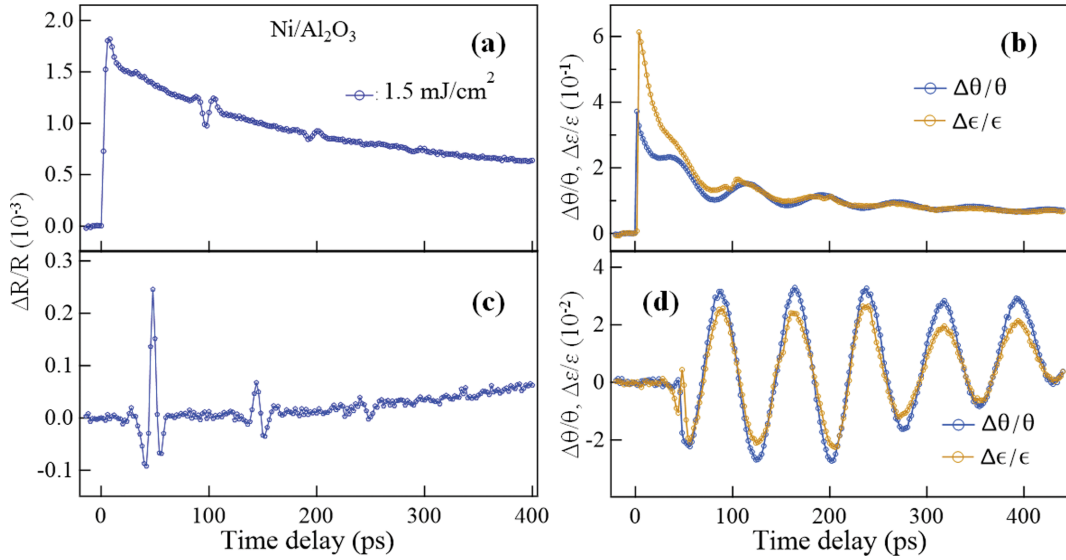


Fig. 5. (Color online) Differential signals of Ni(270 nm)/Al₂O₃. Reflectivity $\Delta R/R$ of (a) the front side and (b) the back side. Kerr rotation $\Delta\theta/\theta$ (blue) and $\Delta\epsilon/\epsilon$ (yellow) of (c) the front side and (d) the back side.

로운 연구들이 발표되었다[17-22]. 그러나 초고속 영역에서는 시간에 해당하는 외부 전기장을 인가할 수 없으므로 상대적으로 연구가 되어 있지 않았으며, 레이저에 의해 시료 표면에서 발생한 스트레인 펄스는 기판 방향으로 전파되기 때문에 스핀과의 상호작용을 측정하기 어려웠다. 스트레인 펄스와 스핀의 상호작용은 강자성 반도체(ferromagnetic semiconductor)인 GaMnAs에서 처음 발표되었으며[6], 이어서 상온에서 강자성 Ni에 대한 앞면과 뒷면 반사율, MOKE 신호의 실수부 허수부를 모두 측정하여 상호작용의 존재를 발표하였다[7]. Fig. 5는 외부자기장 각도 $\varphi=35^\circ$ 에서 Ni(270 nm)/Al₂O₃ 시료 앞면의 (a) 반사율 ΔR , (b) MOKE 실수부 $\Delta\theta$ (파랑), MOKE 허수부 $\Delta\epsilon$ (노랑), 그리고 뒷면의 (c) 반사율, (d) MOKE 실수부 $\Delta\theta$ (파랑), MOKE 허수부 $\Delta\epsilon$ (노랑)를 나타낸 것이다. Fig. 5(a)와 5(c)의 반사율에 나타난 것과 같이 약 100 ps 마다 주기적인 신호를 볼 수 있는데, Ni와 Al₂O₃의 어쿠스틱 임피던스($Z=\rho v$)의 부정합으로 발생하는 반사 메이리가 $v=5600$ m/s 속력으로 시료를 왕복운동 하는데 걸리는 시간이다, 반사계수는 다음의 식으로 주어지는데 $r_{ac}=(Z_{Ni}-Z_{Al_2O_3})/(Z_{Ni}+Z_{Al_2O_3})$ 이것은 마치 빛이 굴절률이 다른 매질을 지나갈 때의 반사계수와 같다고 생각하면 된다. 앞면 MOKE 신호(Fig. 5(b))에서는 실수부와 허수부 모두 레이저 펄스에 의해 발생하는 0 ps에서의 탈자 현상과 이후 약 70 ps 주기로 진동하는 스핀 세차 운동을 보여주며, 실수부에 비해 허수부 신호에서 반사율에서 나타났던 100 ps 마다의 작은 신호가 명확하게 측정되었다. 이것은 스트레인 펄스 메이리와 스핀과의 상호작용에 의해 발생한 것인데, 스핀 동역학 실험은 간결성을 위하여 대부분 MOKE 실수부만 측정했으므로 앞면의 상호작용

신호가 있었음에도 이전까지 발견되지 않았던 이유이다.

스트레인-스핀 상호작용은 뒷면에서의 스핀 세차 운동을 측정함으로써 보다 확실하게 확인되었는데(Fig. 5(d)), 뒷면에는 펌프 펄스가 직접 도달할 수 없으므로 유일한 여기 원(excitation source)인 스트레인 펄스가 직접 세차 운동을 유도하는 것을 의미한다. 이는 기존의 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 방정식(식(3))에 스트레인 효과인 자기탄성에너지(magneto-elastic energy)를 추가하여 기술할 수 있다.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0(\vec{M}\times\vec{H}_{eff}) + \frac{\alpha}{M}\vec{M}\times\frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (3)$$

$$E_{free}(t) = K_2\sin^2\theta + \frac{\mu_0}{2}\sum_i N_i M_i(t)^2 - \mu_0\sum_i M_i(t)H_{ext, i} - \frac{3}{2}\lambda_s\sigma_{eff}(t)\cos^2\theta. \quad (4)$$

식(3)의 오른쪽 첫째 항은 유효 자기장(\vec{H}_{eff}) 방향을 중심으로 한 스핀 세차 운동을, 둘째 항은 유효 자기장으로 정렬하려는 에너지 감쇠 과정을 기술하고 있으며, 여기에서 감쇠 정도를 나타내는 계수는 α 로 정의된다. LLG 방정식을 풀기 위해서는 유효 자기장 정보가 필요하며 시료에 저장된 총 에너지 밀도(E_{free})를 자화의 값으로 미분한 양으로 얻어지므로($\vec{H}_{eff}=-\partial E_{free}/\partial\vec{M}$) 식(4)와 같이 정확한 에너지 형태를 기술하는 것이 중요하다. 식(4)는 차례대로 결정자기이방성, 쌍극자, 지만, 자기탄성에너지 항으로 정의되며, 기존의 에너지 형태는 자기탄성에너지 항을 제외하고 기술되었으나, 스트레인 펄스가 스핀 세차 운동을 유도하는 결과가 알려지면서 최근 마지막 항을 추가하여 해석하는 동향이 보이고 있다. θ 는

시료 수직축과 자화방향 사이의 각도이며, λ_s 자기변형계수, $\sigma_{eff} = \rho v^2(\eta - 2\beta\Delta T)$ 유효 스트레스(압력)를 의미한다. 시료 표면의 경계조건($\sigma_{eff} = 0$) 으로부터 스트레스 펄스 발생 뿐 아니라 열 팽창에 의한 준정적 스트레인($\eta = 2\beta\Delta T$)이 주요하며, 기판과의 경계면에서는 스트레인 펄스만 전파되므로 $\rho v^2 \eta$ 항이 중요해진다는 것을 의미한다. 스트레인 펄스폭(~8 ps) 시간동안 E_{free} 의 값이 변하므로 변화된 \vec{H}_{eff} 의 방향으로 각 주파수 $\omega = \gamma\mu_0 H_{eff}$ 인 스핀 세차 운동이 시작되며 Fig. 5(d)와 같은 진동 곡선으로 나타나게 된다. 간단하게 Ni의 알려진 파라미터 값($M = 525 \text{ emu/cc}$, $v = 5600 \text{ m/s}$, $\eta = 4 \times 10^{-3}$)을 사용하여[7] 쌍극자에너지와 스트레인 펄스에 의한 자기탄성에너지 크기를 비교해보면 각각 170 kJ/m^3 , 55 kJ/m^3 으로 나타나므로, 충분히 스트레인 펄스로 자화 제어가 가능하다는 것을 알 수 있다.

2. 스핀 제어를 위한 스트레인 펄스의 적용

2-1. 종파(longitudinal wave)를 이용한 스핀 제어

응용측면에서 활용하기 위하여 스핀 상태를 제어해야 하는 것이 필수인데, Fig. 6에 다중 스트레인 펄스를 사용하여 스핀 세차 운동을 원하는 정도로 제어 가능하다는 결과를 그림으로 나타내었다[23]. 펄스 두개의 경우, 사이의 시간 간격

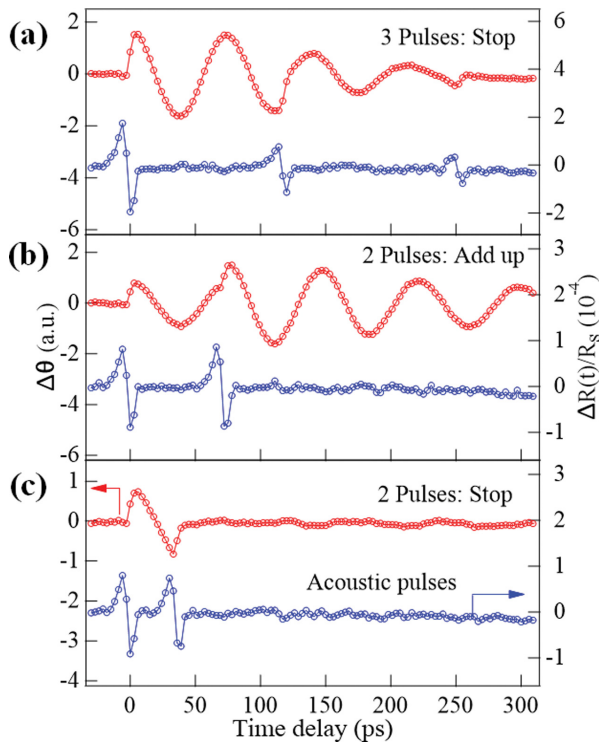


Fig. 6. (Color online) Control of spin precession using sequences of strain pulses. (a) Suppression and (b) amplification of spin precession using two strain pulses with proper time delays. (c) Suppression of spin precession using three strain pulses.

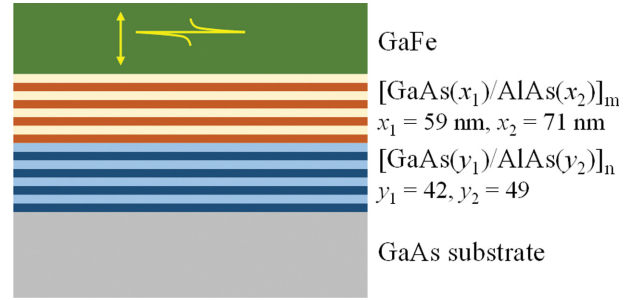


Fig. 7. (Color online) Sample structure for an acoustic cavity.

(T_{12})을 세차 주기(T_{pr})의 반으로 조절하여($T_{12} = (2n + 1)T_{pr}/2$) 운동을 멈추게 하거나(Fig. 6(a)), $T_{12} = nT_{pr}$ 의 조건에서는 진폭을 펄스 개수만큼 증폭시킬 수 있다(Fig. 6(b)). Fig. 6(c)는 펄스 세 개를 사용하여 두 번째 펄스의 도달 시간에 관계 없이 세차 운동을 멈추게 하는 세 번째 펄스가 존재한다는 것을 보여준다. 마치 레이저의 결맞음(coherence) 현상과 같이 각 스트레인 펄스에 의해 유도된 스핀 세차는 결맞는 간섭을 일으켜 제어되는 것으로 간단히 해석된다. 세차 운동의 진폭 증가를 통해 스핀 스위칭을 실현하는 것이 목표일 것이다. 이러한 방법은 다중 스트레인 펄스를 만들기 위해서 같은 수의 레이저 펄스 펄스가 사용되므로 열 에너지 누적에 의한 시료 손상이 발생하게 된다. 이를 극복한 방법으로 독일 M. Bayer 그룹에서는 Fig. 7과 같이 어쿠스틱 미러를 제안하였는데, 기판과 자성 시료 발생기 $\text{Ga}_{19}\text{Fe}_{81}$ 사이에 GaAs/AlAs 반도체 초격자 다층박막을 약 $2 \mu\text{m}$ 로 두께가 이중으로 증착하여 인공 밴드 구조를 만들고 밴드 갭을 스트레인 펄스의 주파수 영역과 매칭시켜 투과가 금지되도록(forbidden) 제작하였다[8,24]. 그 결과 GaFe 표면에서 생성된 스트레인 펄스는 자성 시료 내부에 갇혀 왕복운동을 하게 되어 스핀 세차 운동의 결맞는 보강 간섭을 보였다. 광학 거울의 유전체 다층박막 코팅 시 두 매질의 굴절률 차이가 커야 반사율이 좋은 것과 같은 원리로, n 의 차이가 큰 금속이나 반도체 조합의 경우 시료 두께를 더 줄일 수 있음이 예상된다[25]. Fig. 8에 계산을 통하여 Ni를 발생기로 한 금속/반도체 조합의 경우 (a) $\text{Ni}[\text{SiO}_2(x_1)/\text{Ir}(x_2)]_6[\text{SiO}_2(y_1)/\text{Ir}(y_2)]_6/\text{Al}_2\text{O}_3$, (x_1, x_2, y_1, y_2) = (18, 18, 50, 50), 금속/금속 조합의 경우 (b) $\text{Ni}[\text{Ir}(x_1)/\text{Al}(x_2)]_3[\text{Ir}(y_1)/\text{Al}(y_2)]_3/\text{Al}_2\text{O}_3$, (x_1, x_2, y_1, y_2) = (18, 18, 40, 40) 두 가지 예를 나타내었다. 여기에서 각 물질의 밀도 $\rho_{\text{SiO}_2} = 2.65$, $\rho_{\text{Ir}} = 12.36$, $\rho_{\text{Al}} = 2.73 \text{ g/cm}^3$, $v_{\text{SiO}_2} = 5.97$, $v_{\text{Ir}} = 5.40$, $v_{\text{Al}} = 6.3 \text{ km/s}$ 를 사용하였다. M. Bayer 그룹에서 초격자 시료를 제작한 이유는 스트레인 펄스의 반사 및 투과에 영향을 미치는 계면의 거칠기(roughness)를 제거하려는 의도인데, 위의 Fig. 8과 같이 금속과 반도체등으로 다 결정 구조로 제작할 경우 두께 및 층수를 낮추는 것이 중요

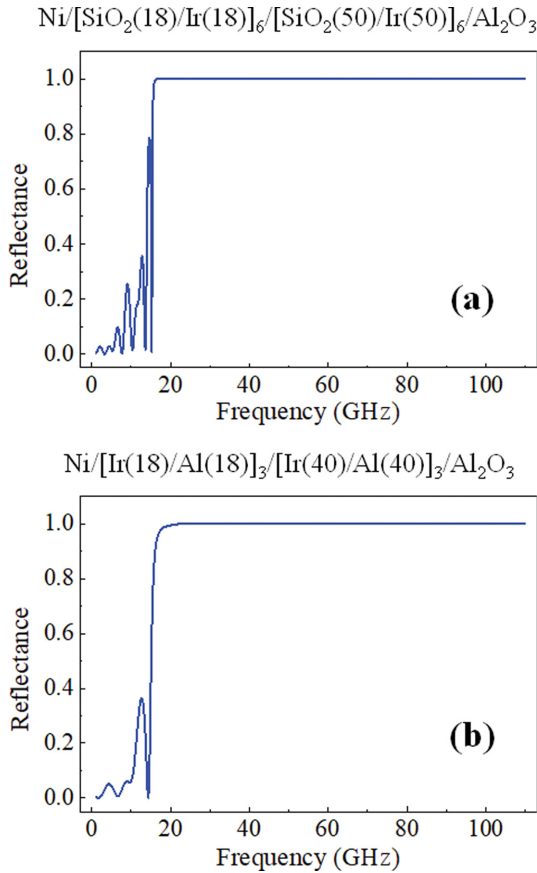


Fig. 8. (Color online) Reflectance calculations of acoustic cavity sample structures. Detail parameter values of sample structures are displayed on respective figures.

하게 된다. 이것을 더 간단하게 할 수 있는 방법으로 기관 없는 자성 멤브레인을 사용하여 결맞는 스핀 세차 운동의 결과도 게재되었으나[10] 무한대 왕복 운동의 예상과는 달리 약 10번 왕복 후 사라지는 스트레인 펄스의 소실 시간을 보였다.

2-2. 횡파(transverse/shear wave)를 이용한 스핀 제어

전자기파, 지진파의 S파(secondary wave)와 같이 매질의 진동 방향이 진행 방향과 수직인 파를 횡파라 하는데, 고체 시료에 펄스 레이저를 인가하여 발생시킬 수 있다[26-31]. 단, 종파와 비교하여 발생원리가 복잡하여 스핀 제어에 관련된 많은 연구가 이루어지지 않았다. 기본적으로 스트레인 파를 발생시키기 위해서 시료 내부 격자 열탄성 압력(thermoelastic stress)의 등방 대칭성을 깨뜨리는 것이 핵심인데, 펌프 빔 중심 부분의 압력 기울기(gradient)는 시료의 두께 방향을 향하므로 종파가 발생하는 것과 비교하여, 빔의 가장자리 부분의 압력 기울기는 두께 방향과 어긋나게 되는 성질을 이용하여 Fig. 9처럼 횡파를 발생시킨다. 다른 방법으로는 등방 다결정 시료와 비등방 기관을 접합하여 계면에서 횡파를 만든

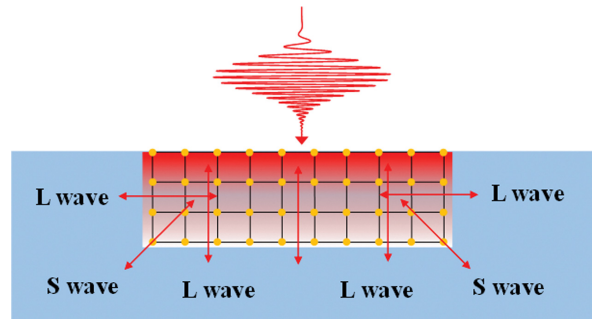


Fig. 9. (Color online) Schematic illustration of the shear wave generation in a crystal structure.

다거나[32], 등방 다결정 시료에 전기장을 인가하여 전기변형(electrostriction) 효과로 인한 횡파를 발생시키거나[33], 비등방 결정 시료를 사용하여 발생시키는 방법이 알려져 있다[26]. 지금까지 펄스 레이저를 이용한 실험에서는 횡파의 진폭은 종파의 진폭보다 1/10 이하로 작다고 알려져 있었으나, 단위 진폭당 횡파의 에너지가 크다는 사실을 이용하여 GaMnAs에서의 준횡파(quasi-transverse wave)를 이용하여 스핀 세차 진폭을 종파의 경우보다 오히려 300% 증가시킨 결과를 게재하였다[34]. 스핀 세차 운동의 진폭이 어느 임계점을 넘어가게 되면 스위칭이 되는데[35], 그 임계점에 도달하기 위한 노력이라 볼 수 있다. 또한 펄스 레이저의 원형편광을 사용한 전광학적 스핀 스위칭의 실험적 현상에 대한 메커니즘이 뚜렷하게 알려진 바는 없으나, 펄스 레이저 원형편광에 의한 광자 각운동량에서 스핀 각운동량으로의 효율적 전환이라고 한다면, 이와 마찬가지로 원형 편광된 횡파로 시료를 뒤틀어 스핀 각운동량의 전환을 시도해 볼 수 있다. 오래전 광자가 아닌 전기변형 효과를 이용하여 원형 편광 횡파를 발생시키는데 성공하였고[36], 최근 정적인 시간 영역에서 두개의 파를 중첩시켜 회전하는 스트레인에 의한 스핀 각운동량 발생을 성공적으로 측정하였다[37]. 이를 레이저를 통한 초고속 시간 영역에서 구현하여 스트레인 펄스에 의한 스핀 스위칭 연구가 중요해지는 시점이라 여겨진다.

2-3. 표면파(surface wave)를 이용한 스핀 제어

시료 표면을 통해서 전파되는 표면파(surface wave, Rayleigh wave)는 종파, 횡파와 비교하여 공간 및 실험 구조의 제약이 적어 전자 장비를 이용한 마이크로초 ~ 수십 나노초 시간 영역에서 많은 실험이 되어 왔다. 표면파를 발생시키기 위해서 압전 기관(piezoelectric substrate)에 Fig. 10(a)와 같이 finger 타입의 전극 IDT(inter-digital transducer)를 패터닝하고, 방출부 IDT₁에 약 500 ns의 고주파를 인가하면 전기변형에 의해 생성된 표면파가 약 3 nm/ps의 속도로 압전 기관의 표면을 따라 전파되고 검출부 IDT₂의 역 전기변형을

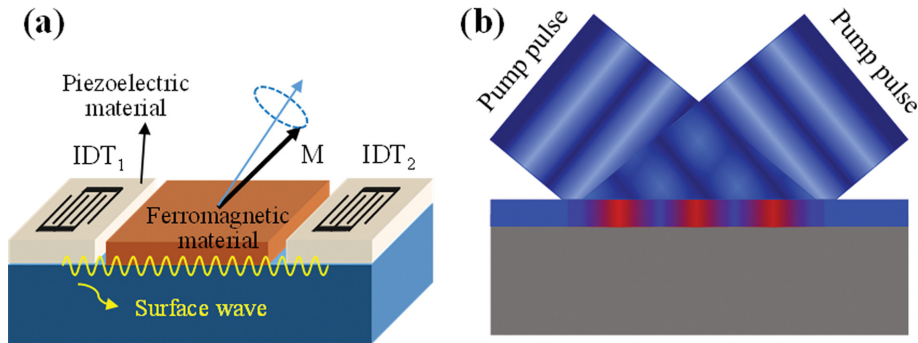


Fig. 10. (Color online) Schematic illustrations of the surface strain wave generation. (a) Electrical way of generation using a piezoelectric material. (b) Coherent optical way of generation using interference patterns.

통해서 전압으로 측정된다. IDT 사이에 자성 시료를 증착하면 표면에 의한 스트레인이 전달되어 자기변형 효과로 스핀을 제어할 수 있거나[17,19,38] 반도체 시료의 Rashba 효과를 통하여 스핀 동역학을 유도할 수 있다[39]. 이 구조는 자성 시료의 특성에 구애받지 않는 장점이 있으나 다층구조 및 전극 증착의 번거로움과 이러한 IDT finger 패턴 사이의 간격을 $5\ \mu\text{m}$ 이하로 제작하기가 쉽지 않아, 이 시료 구조에서 표면파의 주파수 영역대는 $1\ \text{GHz}$ 를 넘기가 힘들다. 일반적으로 강자성 시료의 세차 운동 주파수가 약 $5\sim 20\ \text{GHz}$ 라고 볼 때, 주파수 부조화(mismatch)로 인한 에너지 손실을 예상할 수 있다. 이를 극복하기 위해 전통적으로 $1\ \mu\text{m}$ 이하로 전자빔 패턴된 선 배열 구조에 레이저를 인가하여 표면파의 주파수를 약 $20\ \text{GHz}$ 영역까지 끌어올렸으나 측정 구조의 어려움으로 자성 시료와의 상호작용은 측정하지 못하였고[40,41] 그 후 수년 뒤 Ni의 점 배열 구조에서 스핀 세차 운동을 관찰하였고 여러 Rayleigh 파동 및 SSLW(surface skimming longitudinal wave) 파동의 점 배열 대칭성에 따른 다양한 상호 작용을 추가로 분석하였다[42]. 최근 두개의 레이저 빔의 간섭만을 이용하여 Fig. 10(b)와 같이 패턴의 주기를 쉽게 조절할 수 있게 되었음과 동시에 약 $5\ \text{GHz}$ 의 주파수 대역으로 끌어올릴 수 있는 결과가 발표되었다[43,44].

3. 초고속 스핀 스위칭을 위한 스트레인 펄스의 적용

앞서 언급하였듯이 지금까지 펨토초 레이저를 이용한 스핀 스위칭의 결과로 열 자기 기록법(HAMR), 전광학적(all-optical) 등의 방법이 있었으나, 광자의 큰 에너지($1.5\ \text{eV}$)로부터 기인하는 열 에너지 소실 시간을 제거할 수 없다는 것이 큰 걸림돌이었다. 따라서 스트레인 펄스의 자성 시료에의 궁극적 목표는 피코초 시간 영역에서 외부자기장 없이, 비 열적으로 스핀 스위칭을 실현하는 것이다. 이를 위해, 수년 전 프랑스 V. Temnov 그룹은 $3\ \text{ps}$ 의 중파 스트레인 펄스를 이용해 수평 4중 자화 대칭(four-fold symmetry)을 보이는 Terfenol-D

($\text{Tb}_x\text{Dy}_{1-x}\text{Fe}_2$) 물질의 90° 및 180° 스위칭이 $100\ \text{ps}$ 이하에서 가능하다는 것을 계산으로 제안하였다. Terfenol-D는 자기 변형상수가 약 2×10^{-3} 정도로 현존하는 물질 중 가장 큰 값을 가지며[45], Ni과 Co 보다는 약 60배[46], CoFe 보다는 약 10배 큰 물질이다[47]. 현재까지도 이를 실험으로 구현하는 노력이 진행 중이나 다층박막의 계면처리 및 Terfenol-D의 정확한 단결정 제작 등의 시료 문제, 스트레인 펄스의 큰 요구 진폭(약 1%) 등의 실험적 제약으로 인해 아직 구현되지 않은 상태이다. 금속 격자의 비조화성(anharmonicity)으로 인한 스트레인 펄스의 압축현상으로 약 1%의 진폭을 얻을 수 있었지만[48] 시료의 두께가 수백 nm 이상 필요하게 되어 다양한 실험에서 사용되기에는 쉽지 않아 보인다. 해결책으로, 평면 구조의 호(arc) 패턴을 제작하여 스트레인을 집중하거나, 광학 프레넬 렌즈의 스트레인 펄스 버전인 어쿠스틱 렌즈를 개발하는 것을 생각해 볼 수 있을 것이다. 종파와 표면파 등의 여러 형태의 스트레인 펄스의 적절한 조합 및 새로운 구조의 시료를 통하여 피코초 영역에서의 수평 자성 스위칭 및 더 나아가 수직 자성 물질의 스핀 스위칭도 가능하기를 고대해본다.

IV. 전 망

지금까지 정적인 시간영역에서 수십 나노초의 동역학은 전자장비의 전류/전압을 인가하여 얻어진 비 열적인 연구 결과가 당연했던 반면, 펨토초 레이저를 통한 피코초, 나노초 영역에서의 동역학은 열 에너지를 제외하고는 설명할 수 없다. 따라서 피코초로 빠르면서 비 열적인 여기 소스의 개발이 두 영역을 연결하는 핵심이라는 것은 의심할 여지가 없을 것이다. 스트레인 펄스는 $5\ \text{ps}$ 의 초고속 비 열적 압력 파동이라는 특이성으로 지금까지 레이저를 이용한 동역학 연구 방향과는 다른 새로운 연구 영역을 구축하고 있어 자성 이외의 분야에도 향후 파급효과가 클 것으로 기대한다. 예로써, 기존의 초

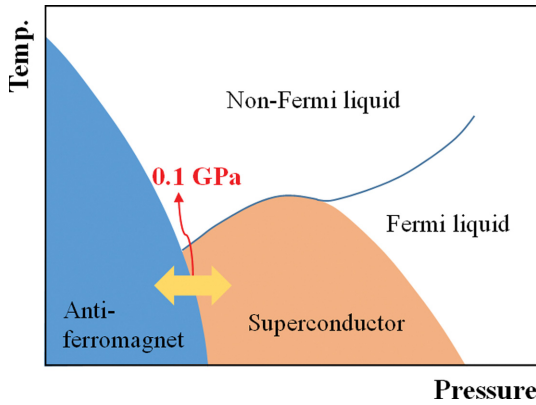


Fig. 11. (Color online) Schematic example of the phase diagram of a heavy Fermion with external stimuli of pressure and temperature.

고속 표면 플라즈몬(surface plasmon) 동역학은 광자의 큰 에너지가 표백 효과(bleaching effect)를 일으켜 민감도를 상쇄시키는 고질적인 문제점이 있었으나, 최근 비 열적 스트레인 펄스를 금 나노입자의 표면 플라즈몬에 적용하여 민감도를 극대화하였고 나노입자의 1 Å 움직임까지 잡아내는데 성공하였다[49,50]. 또한 수직 공동 구조의 표면 발광 레이저(VCSSEL: vertical-cavity surface-emitting laser)에 스트레인 펄스를 주입하여 비 열적 밴드갭 변화를 통한 40 GHz 대역의 능동적 레이저 발진이 가능함을 보였다[51,52]. 이는 0.1~1 GPa 크기의 압력 펄스가 격자 간격을 변화시킴으로써 나타나는 모든 현상으로 쉽게 이해될 수 있다.

앞으로는 비 열적 스트레인 펄스가 밴드갭이 작은 물질의 초고속 상전이 동역학을 연구하는데 강력한 도구가 될 것이라 예상된다. 지금까지 상전이 동역학을 위해 펨토초 레이저를 직접 인가할 수 밖에 없었고 광자의 큰 에너지로 밴드갭이 무너지며 상전이 과정의 동역학을 볼 수 없는 모순된 상황이었다. 대표적인 도체-부도체 상전이(metal-insulator transition) 물질인 VO₂의 경우 기판과의 격자 부조화로 인한 정적 스트레인에 의해 상전이 온도를 제어할 수 있다는 사실을 바탕으로[53], 스트레인 펄스 역시 전자의 에너지 천이 없는 초고속 상전이를 유도할 것으로 예상하며, 도체-부도체 상전이와 구조체 상전이(structural phase transition) 분리를 통한 동역학 메커니즘 규명과[54] 나아가 저장 매체 소자로의 응용도 가능할 것이다. 추가로 Fig. 11과 같이 강상관계 혹은 무거운 페르미온(heavy Fermion) 물질 등은 온도 및 압력에 다양한 상전이 현상을 보이는데[55,56], 상전이 경계 부근에서 0.1 GPa의 압력을 인가하면 온도 상승에 의한 효과가 제외된 상전이 동역학 유도가 가능할 것이다. 이에 더하여 수십 meV의 에너지 갭을 갖는 초전도체의 경우 큰 광자의 에너지로 인해 쿠퍼쌍(Cooper pair)이 깨진 후 일어나는 초고속 동역학 결과를 연구하였고[57], 이후 1.5 meV의 낮은 광자

에너지를 갖는 테라헤르츠 펄스로 강한 전기장만을 이용한 쿠퍼쌍 깨짐 연구가 수행되었으나 낮은 광자 에너지에도 불구하고 전기장이 아닌 다광자(multiphoton)에 의한 온도 상승이 초전도 현상을 깨뜨린다는 논란이 아직도 진행 중이다[58]. 이와 같이 초고속 상전이 동역학의 새로운 현상 발견 및 메커니즘 규명을 위해 광자의 에너지가 아닌 비 열적 스트레인의 압력 펄스가 해답이 될 것으로 예상해 본다.

감사의 글

이 논문은 2018학년도 군산대학교 교내 연구비 지원에 의하여 연구되었음.

References

- [1] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
- [2] W. K. Hiebert, A. Stankiewicz, and M. R. Freeman, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1134 (1997).
- [3] J. Hohlfeld, Th. Gerrits, M. Bilderbeek, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **65**, 012413 (2001).
- [4] C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 047601 (2007).
- [5] C.-H. Lambert, S. Mangin, B. S. D. Ch. S. Varapasad, Y. K. Takahashi, M. Hehn, M. Cinchetti, G. Malinowski, K. Hono, Y. Fainman, M. Aeschlimann, and E. E. Fullerton, *Science* **345**, 1337 (2014).
- [6] A. V. Scherbakov, A. S. Salasyuk, A. V. Akimov, X. Liu, M. Bombeck, C. Brüggemann, D. R. Yakovlev, V. F. Sapega, J. K. Furdyna, and M. Bayer, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 117204 (2010).
- [7] J.-W. Kim, M. Vomir, and J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 166601 (2012).
- [8] J. V. Jäger, A. V. Scherbakov, B. A. Glavin, A. S. Salasyuk, R. P. Champion, A. W. Rushforth, D. R. Yakovlev, A. V. Akimov, and M. Bayer, *Phys. Rev. B* **92**, 020404(R) (2015).
- [9] J. Janušonis, C. L. Chang, T. Jansma, A. Gatilova, V. S. Vlasov, A. M. Lomonosov, V. V. Temnov, and R. I. Tobey, *Phys. Rev. B* **94**, 024415 (2016).
- [10] J.-W. Kim and J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. B* **95**, 144422 (2017).
- [11] O. Kovalenko, T. Pezeril, and V. V. Temnov, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 266602 (2013).
- [12] A. V. Akimov, A. V. Scherbakov, D. R. Yakovlev, C. T. Foxon, and M. Bayer, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 037401 (2006).
- [13] C. Thomsen, J. Strait, Z. Vardeny, H. J. Maris, and J. Tauc, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 989 (1984).
- [14] C. Thomsen, H. T. Grahn, H. J. Maris, and J. Tauc, *Phys. Rev. B* **34**, 4129 (1986).
- [15] T. Saito, O. Matsuda, and O. B. Wright, *Phys. Rev. B* **67**, 205421 (2003).

- [16] T. Pezeril, C. Klieber, V. Shalagatskiy, G. Vaudel, V. Temnov, O. G. Schmidt, and D. Makarov, *Opt. Express* **22**, 4590 (2014).
- [17] M. Weiler, L. Dreher, C. Heeg, H. Huebl, R. Gross, M. S. Brandt, and S. T. B. Goennenwein, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 117601 (2011).
- [18] I. S. Camara, J.-Y. Duquesne, A. Lemaitre, C. Gourdon, and L. Thevenard, *Phys. Rev. Applied.* **11**, 014045 (2019).
- [19] L. Thevenard, C. Gourdon, J. Y. Prieur, H. J. von Bardeleben, S. Vincent, L. Becerra, L. Largeau, and J.-Y. Duquesne, *Phys. Rev. B* **90**, 094401 (2014).
- [20] L. Baldrati, C. Rinaldi, A. Manuzzi, M. Asa, L. Aballe, M. Foerster, N. Biškup, M. Varela, M. Cantoni, and R. Bertacco, *Adv. Electron. Mater.* 1600085 (2016).
- [21] M. Ghidini, R. Pellicelli, J. L. Prieto, X. Moya, J. Soussi, J. Briscoe, S. Dunn, and N. D. Mathur, *Nat. Commun.* **4**, 1453 (2013).
- [22] S. Geprägs, A. Brandlmaier, M. S. Brandt, R. Gross, and S. T. B. Goennenwein, *Solid State Comm.* **198**, 7 (2014).
- [23] J.-W. Kim, M. Vomid, and J.-Y. Bigot, *Sci. Rep.* **5**, 8511 (2015).
- [24] K. Shinokita, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser, R. Hey, and C. Flytzanis, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 075504 (2016).
- [25] S. Mizuno and S.-I. Tamura, *Phys. Rev. B* **45**, 734 (1992).
- [26] O. Matsuda, O. B. Wright, D. H. Hurley, V. E. Gusev, and K. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 095501 (2004).
- [27] T. Pezeril, P. Ruello, S. Gougeon, N. Chigarev, D. Mounier, J.-M. Breteau, P. Picart, and V. Gusev, *Phys. Rev. B* **75**, 174307 (2007).
- [28] M. Lejman, G. Vaudel, I. C. Infante, P. Gemeiner, V. E. Gusev, B. Dkhil, and P. Ruello, *Nat. Commun.* **5**, 4301 (2014).
- [29] T. Pezeril, C. Klieber, S. Andrieu, and K. A. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 107402 (2009).
- [30] C. Klieber, T. Pezeril, Stéphane Andrieu, and K. A. Nelson, *J. Appl. Phys.* **112**, 013502 (2012).
- [31] C. Rossignol, J. M. Rampnoux, M. Pertion, B. Audoin, and S. Dilhaire, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 166106 (2005).
- [32] D. H. Hurley, O. B. Wright, O. Matsuda, V. E. Gusev, and O. V. Kolosov, *Ultrasonics* **38**, 470 (2000).
- [33] V. Gusev, P. Picart, D. Mounier, and J.-M. Breteau, *Opt. Commun.* **204**, 229 (2002).
- [34] M. Bombeck, J. V. Jäger, A. V. Scherbakov, T. Linnik, D. R. Yakovlev, X. Liu, J. K. Furdyna, A. V. Akimov, and M. Bayer, *Phys. Rev. B* **87**, 060302(R) (2013).
- [35] K. Roy, S. Bandyopadhyay, and J. Atulasimha, *Sci. Rep.* **3**, 3038 (2013).
- [36] R. L. Thomas, G. Turner, and H. V. Bohm, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 207 (1968).
- [37] C. Shi, R. Zhao, Y. Long, S. Yang, Y. Wang, H. Chen, J. Ren, and X. Wang, *Natl. Sci. Rev.* **6**, 707 (2019).
- [38] L. Thevenard, J.-Y. Duquesne, E. Peronne, H. J. von Bardeleben, H. Jaffres, S. Ruttala, J.-M. George, A. Lemaitre, and C. Gourdon, *Phys. Rev. B* **87**, 144402 (2013).
- [39] H. Sanada, T. Sogawa, H. Gotoh, K. Onomitsu, M. Kohda, J. Nitta, and P. V. Santos, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 216602 (2011).
- [40] D. H. Hurley, R. Lewis, O. B. Wright, and O. Matsuda, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 113101 (2008).
- [41] M. E. Siemens, Q. Li, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, R. Yang, E. H. Anderson, and K. A. Nelson, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 093103 (2009).
- [42] Y. Yahagi, B. Harteneck, S. Cabrini, and H. Schmidt, *Phys. Rev. B* **90**, 140405(R) (2014).
- [43] J. Janušonis, T. Jansma, C. L. Chang, Q. Liu, A. Gatilova, A. M. Lomonosov, V. Shalagatskiy, T. Pezeril, V. V. Temnov, and R. I. Tobey, *Sci. Rep.* **6**, 29143 (2016).
- [44] C. L. Chang, A. M. Lomonosov, J. Janušonis, V. S. Vlasov, V. V. Temnov, and R. I. Tobey, *Phys. Rev. B* **95**, 060404(R) (2017).
- [45] A. E. Clark, in *Handbook of the Physics and Chemistry of Rare Earth*, edited by K. A. Gschneidner and L. Eyring, Amsterdam (1982), Vol. 2, pp. 251.
- [46] S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, Oxford (1997), 2nd ed., pp. 361.
- [47] D. Hunter, W. Osborn, K. Wang, N. Kazantseva, J. Hattrick-Simpers, R. Suchoski, R. Takahashi, M. L. Young, A. Mehta, L. A. Bendersky, S. E. Lofland, M. Wuttig, and I. Takeuchi, *Nat. Commun.* **2**, 518 (2011).
- [48] V. V. Temnov, C. Klieber, K. A. Nelson, T. Thomay, V. Knittel, A. Leitenstorfer, D. Makarov, M. Albrecht, and R. Bratschitsch, *Nat. Commun.* **4**, 1468 (2013).
- [49] J.-W. Kim, O. Kovalenko, Y. Liu, and J.-Y. Bigot, *ACS Nano* **10**, 10880 (2016).
- [50] Y. Shin, Y. Liu, M. Vomid, and J.-W. Kim, *Phys. Rev. B* **101**, 020302(R) (2020).
- [51] C. Brüggemann, A. V. Akimov, A. V. Scherbakov, M. Bombeck, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, D. R. Yakovlev, and M. Bayer, *Nature Phys.* **6**, 30 (2012).
- [52] T. Czerniuk, C. Brüggemann, J. Tepper, S. Brodbeck, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, B. A. Glavin, D. R. Yakovlev, A. V. Akimov, and M. Bayer, *Nat. Commun.* **5**, 4038 (2014).
- [53] J. Jeong, N. Aetukuri, T. Graf, T. D. Schladt, M. G. Samant, and S. S. P. Parkin, *Science* **339**, 1402 (2013).
- [54] D. Lee, B. Chung, Y. Shi, G.-Y. Kim, N. Campbell, F. Xue, K. Song, S.-Y. Choi, J. P. Podkaminer, T. H. Kim, P. J. Ryan, J.-W. Kim, T. R. Paudel, J.-H. Kang, J. W. Spinuzzi, D. A. Tenne, E. Y. Tsybal, M. S. Rzechowski, L. Q. Chen, J. Lee, and C. B. Eom, *Science* **362**, 1037 (2018).
- [55] E. Dagotto, *Science* **309**, 257 (2005).
- [56] N. D. Mathur, F. M. Grosche, S. R. Julian, I. R. Walker, D. M. Freye, R. K. W. Haselwimmer, and G. G. Lonzarich, *Nature* **394**, 39 (1998).
- [57] A. Pashkin, M. Porer, M. Beyer, K. W. Kim, A. Dubroka, C. Bernhard, X. Yao, Y. Dagan, R. Hackl, A. Erb, J. Demsar, R. Huber, and A. Leitenstorfer, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 067001 (2010).
- [58] A. Glossner, C. Zhang, S. Kikuta, I. Kawayama, H. Murakami, P. Müller, and M. Tonouchi, *Arxiv:1205.1684v1* (2012).