

Collaborated Magnetic Effects by Spin and Orbital Angular Momentum: Spin-Orbit Torque and Orbit Torque

Junyeon Kim*

National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST),
Research Institute for Hybrid Functional Integration, Tsukuba, Ibaraki 305-8568, Japan

(Received 31 October 2025, Received in final form 22 November 2025, Accepted 25 November 2025)

For spintronic devices which describe information by spin and magnetization orientation, finding a highly efficient electrical spin-manipulation mechanism is a critical issue. Novel magnetic effects caused by the spin-orbit coupling has been regarded as an attractive issue and studied actively during this decade since it is considered to support efficient electrical spin-manipulation. In particular, the spin-orbit torque and the orbital torque, which commonly arise by the charge current injection, open a way to decrease both the operation energy and the switching time (< 1 ns). Moreover, the study on these torques shares interests with condensed matter physics outside spintronics and chemistry in terms of novel phenomena and materials, thus encourages multidisciplinary studies as a consequence.

Keywords : spin, orbit, spin-orbit torque, orbital torque, spin conversion, orbital conversion

스핀과 궤도의 협주: 스피노데 토크와 궤도 토크

김준연*

국립연구개발법인 산업기술총합연구소(AIST), 하이브리드 기능 집적 연구부문, 츠쿠바, 이바라키 305-8568, 일본

(2025년 10월 31일 받음, 2025년 11월 22일 최종수정본 받음, 2025년 11월 25일 게재확정)

스핀 및 자화로 정보를 처리/표현하는 스피노데닉스 소자에 있어서, 전기적 수법으로 자화를 효율적으로 제어하는 메카니즘의 확보는 필요불가결한 과제이다. 지난 15년간 스핀과 궤도의 상호작용에 의해 발생하는 여러 새로운 자성효과가 자화 제어수단으로써 대단히 유용하다는 점이 주목되면서, 이들 분야에 대한 연구가 활발히 진행되어 왔다. 특히 자성소자에 전류를 주입함으로 발생하는 스핀 궤도 토크, 혹은 궤도 토크를 이용하면 구동에너지를 크게 줄이면서 동시에 1 ns 이하의 초고속 자화 반전도 가능하게 된다는 점 때문에 더욱 주목받아왔다. 또 자성물리 비같의 다른 물성물리학 분야 혹은 화학 분야의 주목받는 새로운 현상/재료와 상기 토크 사이에 공유되는 지점이 있어, 학제간 융합의 장을 열었다는 점은 특히 언급할 만 하다.

주제어 :스핀, 궤도, 스핀 궤도 토크, 궤도 토크, 스핀 변환, 궤도 변환

I. 들어가며

스핀과 궤도는 물질의 기본적인 물리량이며, 그들 간의 상호관계는 물성물리학의 근본적인 문제에 해당한다. 한편 현재 까지 여러 종류의 전류주입형, 그리고 전압인가형 스피노데닉스 법이 제안되었지만, 특히 2010년 이후 제안된 고효율 스피노데닉스 법은 모두 스핀-궤도 상호작용에서 비롯된 자성 효과에 기인한다. 이에 따라 스핀과 궤도에 대한 이해는 기초적인 학

술문제에 그치지 않고 기술적 문제 해결에도 필수적인 요소가 되었다. 특히 자화를 반전 시킬 때, 스핀 궤도 토크는 종래의 스핀 전달 토크보다 더 낮은 소모 에너지를 필요로 하면서 속도는 10배 이상 빠르기 때문에 최근 15년간 스핀트로닉스에서 가장 집중적으로 연구된 주제가 되었다. 스핀 궤도 토크는 자화 반전 뿐만 아니라 자기저항, 자구벽 운동 등의 자성 현상을 파생시킨다는 점도 높은 관심을 불러 모은 이유 중의 하나이다. 본고에서는 특히 스핀 궤도 토크로 대표되는

전류주입형 스핀제어수법을 중심으로 스핀궤도상호작용과 그로부터 비롯된 자성현상에 대하여 그 동안의 연구성과를 고찰한다.

II. 스핀궤도상호작용과 자성현상

스핀과 궤도 각운동량은 주양자수와 함께 가장 기본적인 물리량이다. 스핀궤도상호작용(Spin-orbit coupling, SOC)을 0으로 가정한 수소원자와 같은 아주 단순한 모델에서는 오직 주양자수만이 전자의 에너지 준위와 관계되며, 설명 다른 궤도

각운동량을 갖더라도 주양자수가 같다면 같은 에너지 준위를 가지게 된다. 이를 흔히 축퇴(縮退, degeneracy) 되어있다고 말한다. 그렇지만 결정구조를 가지는 고체에서는 문제가 이렇게 단순하지 않다. 양자 물리에서 궤도는 Fig. 1과 같이 전자가 존재할 수 있는 영역을 정해준다. 그런데 여러 원자들이 좁은 영역에 모여 있는 고체결정구조 하에서는 궤도의 종류에 따라 주변 원자와 겹치는 영역이 발생할 수도 있고 발생하지 않을 수도 있다[1,2]. 전자 간의 척력을 고려하면, 서로 겹치는 영역을 가질 수 있는 궤도와 그렇지 않는 궤도는 서로 다른 에너지 준위를 가질 수 밖에 없다. 따라서 궤도에

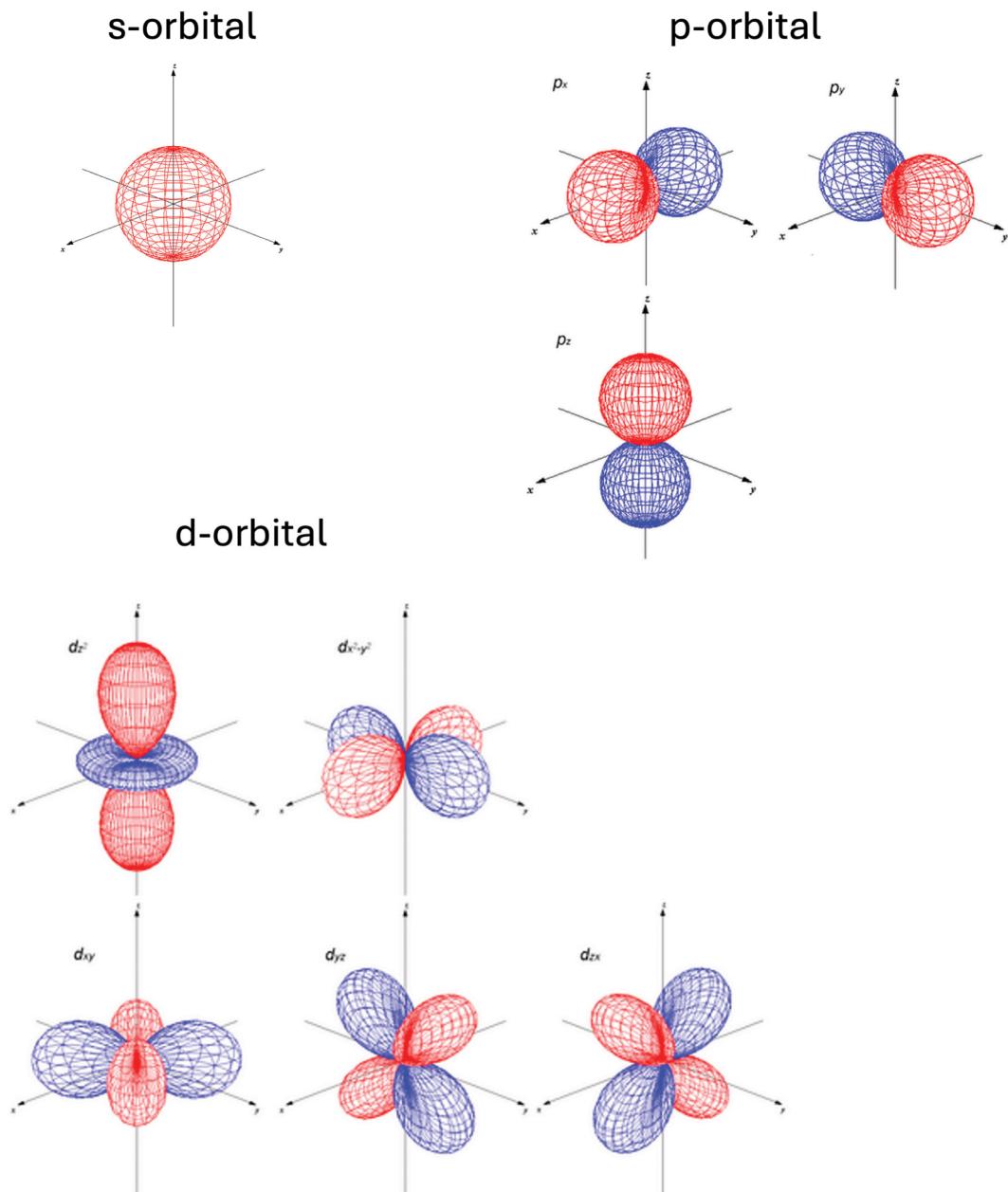


Fig. 1. (Color online) Shape of orbitals [2].

따라 서로 다른 에너지 준위를 가지게 되어 여러 개의 서브 벤드(sub-band) 가 나타나게 되는데, 이를 축퇴가 풀렸다고 표현한다. 자성재료이면서 SOC가 무시할 수 없는 크기를 가진 물질에서는 여기에 더하여 스핀 방향에 따라 에너지 준위가 달라지게 된다[3].

스핀과 궤도 각운동량은 SOC을 통해 서로 영향을 주고 받게 된다. SOC는 원래 상대론적인 작용으로, 지극히 단순하게 생각한다면, 전자입장에서 원자핵을 바라봤을 때 원자핵, 즉 양전하가 전자 주위를 도는 것으로 보이기 때문에 일어난다. SOC의 해밀토니안 H_{SOC} 은 자성 해밀토니안에서의 제만항(Zeeman term)과 유사한 꼴인 $H_{SOC} = \lambda_{SOC}\vec{L} \cdot \vec{S}$ 로 표현되며, 이 때 λ_{SOC} 는 스핀궤도결합상수, \vec{L} 과 \vec{S} 는 각각 궤도와 스핀 각운동량을 가리킨다. 해밀토니안이 제만항과 유사하다는 점은 SOC가 유효 자기장과 유사한 역할을 하게 됨을 암시한다. 위의 단순한 관점으로는 SOC가 원자핵의 운동에 의해서 일어난다고 보기 때문에, 마찬가지로 대단히 단순하게는 λ_{SOC} 는 원자핵의 양전하가 많을 수록, 즉 원자번호가 클 수록 커지는 경향을 보인다. 따라서 흔히 Cr, Cu와 같은 3d 금속은 SOC가 작은 물질, Ta, W, Pt같은 5d 금속은 SOC가 큰 물질로 분류된다. 뿐만 아니라 SOC의 관계식을 살펴보면, \vec{L} 과 \vec{S} 가 서로 평행 혹은 반평행이 되면 λ_{SOC} 의 부호에 따라서 H_{SOC} 가 최대 혹은 최소가 되게 된다. 즉, λ_{SOC} 의 부호에 의해 궤도와 스핀의 방향은 서로 영향을 미친다는 뜻이다. 앞 문단에서 기술된 바와 같이 궤도에 따라 에너지 준위가 다른 서브 벤드를 가질 수 있다는 점을 상기하면, 재료의 벤드 구조에 따라 선호되는 스핀의 방향이 결정될 수 있게 된다. Fe/MgO와 같은 자성체/산화물 계면에서는 산소이온과 자성재료이온의 궤도 혼성(混成, hybridization)이 일어나며, 그 때문에 벤드 구조가 변화하여, 페르미 레벨 근방에서 수직방향 각운동량을 가지는 궤도가 가장 낮은 에너지 준위를 가지게 된다. Fe 등의 일반적인 자성재료는 3d 금속이기 때문에 비록 SOC가 작지만 무시할 수준은 아니게 되며, 이 때문에 수직 방향의 스핀 정렬이 에너지적으로 선호되게 된다. 이와 같은 원리로 자성체/산화물 구조에서 수직자화이방성(Perpendicular magnetic anisotropy, PMA)가 발생한다[3,4]. 또 자성체/산화물 구조에 대하여 외부에서 전압을 걸어주면 계면의 벤드 구조의 변화가 일어나서 PMA가 커지거나 작아질 수 있다. 이를 전압제어자화이방성(Voltage-controlled magnetic anisotropy, VCMA)이라고 부른다[5-8]. 이와 같이 궤도, 혹은 벤드 구조에 의해 스핀이 영향을 받으면서 응용적으로도 유용한 자성효과가 발생하게 된다.

SOC를 이용한 여러 현상 중에서, 최근 15년여간 가장 많은 연구 성과가 쏟아진 자성현상은 역시 스핀변환과 스핀궤도토크(spin-orbit torque, SOT)이다. 스핀 변환은 비자성재료 혹

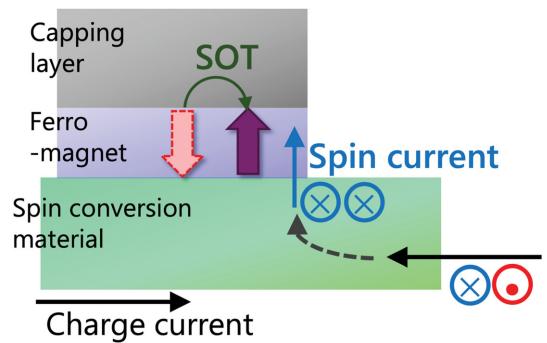


Fig. 2. (Color online) Magnetization switching by the SOT in a magnetic structure.

은 자성재료에 전하전류를 주입하면 순수한 스핀류가 발생하는 현상을 일컫는다[9,10]. 온사거 상반성(Onsager reciprocity)에 의해 상기 재료에 순수한 스핀류를 주입하면 역으로 전하전류가 발생하는데, 이 현상은 흔히 역스핀변환이라 불리며, 넓은 의미로 스핀변환의 범주에 들어갈 수 있다. 이 때 순수한 스핀류는 같은 수의 스핀 업 전자와 스핀 다운 전자가 서로 반대방향으로 이동해서 총전류는 0이 되지만 스핀 정보는 특정 방향으로 전달되는 현상을 일컫는다. 한편 스핀변환을 통해 발생된 스핀류가 주변의 자성막에 주입되면 토크가 발생하는데 이를 SOT라고 한다(Fig. 2). 이 때 스핀류가 자성막에 주입된 이후, 스핀류의 스핀정보가 자성막의 자화에 전달되는 과정은 종래의 스핀 전달 토크(spin transfer torque)와 완전히 일치하게 된다[11-13]. 그렇다면 이제 스핀변환에 대하여 좀 더 살펴보자.

III. 스핀변환과 스핀궤도상호작용

스핀변환을 일으키는 현상은 크게 벌크 재료에서의 스핀 홀 효과(spin Hall effect, SHE)[14,15]와 계면/표면 재료에서의 스핀 에델슈타인 효과(Edelstein effect, EE)[16,17]로 나뉜다. 이들 현상은 20세기 중 후반 소비에트의 이론가들에 의해 처음으로 제안되기 시작하였으나, 나노기술과 계측기술이 어느 정도 성숙한 21세기가 되어서야 실험적으로 관측되기 시작한다[18-20].

SHE가 일어나는 재료는 일반적으로 SOC가 큰, 즉 원자번호가 큰 5d 금속재료가 흔히 손꼽혀진다. 그 중에서 Ta, W, Pt은 대표적인 스핀 홀 재료로 분류된다[21-27]. 이 SHE의 물리적 이해를 위해서는 다른 홀 효과와의 비교가 유익하다. 1879년 실험적으로 발견된 일반 홀 효과(ordinary Hall effect)는 어떤 금속 재료에 외부 자기장을 인가하면서 전류를 주입하면 로렌츠 힘에 따라 전자의 이동 경로가 휘어, 결과적으로 전류 주입 방향과 수직 방향으로 전압이 발생하는 현상

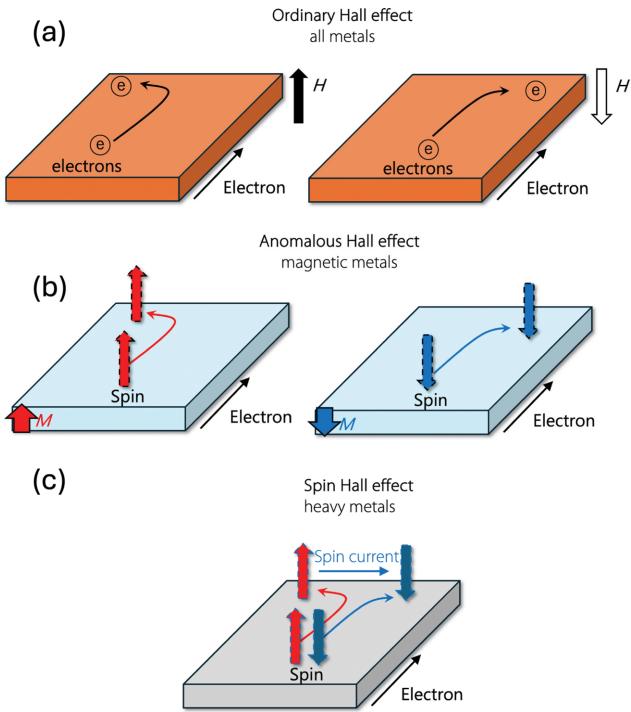


Fig. 3. (Color online) Schematic images for (a) ordinary Hall effect, (b) anomalous Hall effect, (c) spin Hall effect, where M and H are the magnetization and the external magnetic field, respectively.

을 일컫는다(Fig. 3(a)). 이상 훌 효과(anomalous Hall effect, AHE)는 자성재료에 전류를 주입하면 외부 자기장을 인가하지 않더라도 전자의 이동 경로가 휘어, 일반 훌 효과와 유사하게 전류 주입 방향과 수직 방향으로 전압이 발생하는 현상을 일컫는다(Fig. 3(b))[28]. 마지막으로 스핀 훌 효과(SHE)는 외부 자기장을 인가하지 않으면서 비자성 혹은 자성 재료에 전류를 인가하면 스핀방향에 의존해서 전자의 이동경로가 전류 주입 방향과 수직 방향으로 휘는 현상을 일컫는다(Fig. 3(c))[18,29,30]. 예를 들면 Fig. 3(c)와 같이 다운 스핀이 오른쪽으로 휘게 되어서 오른쪽 방향으로 스핀류가 발생하게 된다. 같은 물질에 대하여 전류를 반대 방향으로 주입하면, Fig. 3(c)와는 반대로 스핀 업 전자와 스핀 다운 전자는 각각 오른쪽과 왼쪽으로 휘게 된다. 이 때 스핀 업 전자와 스핀 다운 전자의 개수는 동일하므로, 스핀 정보는 흐르나 총전류는 0인 순수 스핀류가 발생한다. AHE와 SHE는 일반 훌 효과와 달리 외부 자기장을 필요로 하지 않는다는 점이 공통점이다. 또 AHE의 경우 자성체 자화 방향을 반전시키면 측정되는 전압의 부호도 반대가 된다. 자성체에 전류를 주입하면 전도 전자의 스핀 방향은 자화 방향과 일치하게 된다는 점을 감안하면, AHE도 SHE와 마찬가지로 스핀 방향에 의존해서 전자 경로의 휘는 방향이 결정되는 것이다. 이러한 공통점은 AHE와 SHE가 유사한 메커니즘에 의해 발생된다는 점을 암시한다.

일반 훌 효과는 실험적으로 발견된 직후 당시의 물리적 지식으로 쉽게 그 메커니즘이 해명된 것과 대조적으로, AHE는 일반 훌 효과의 발견으로부터 불과 3년뒤인 1881년 처음으로 발견되었으나 메커니즘은 오랫동안 밝혀지지 않아, 100여년 간 수수께끼 상태로 남겨져 있었다[28]. 한편 SHE는 실험 관측의 어려움으로 2000년대 이후 반도체 재료에서 광학적 측정으로 처음 발견되게 된다[18]. 현대에 와서 물성물리학의 발전으로 인하여, AHE와 SHE는 근본적으로 같은 메커니즘으로 발생한다는 사실이 알려지면서 100년에 걸친 AHE에 관한 수수께끼도 해결되게 된다. 위에서 언급한 것과 같이, 일반 훌 효과가 외부 자기장을 필요로 하는 것과 대조적으로 AHE와 SHE는 이를 필요로 하지 않는다. 그 대신 재료의 특성과 SOC 때문에 발생하는 유효자기장이 외부 자기장의 역할을 대신하게 된다. 이 때 유효자기장이 발생하는 원인은 재료의 주기적 결정구조 때문에 발생하는 베리 곡률이 유효자기장으로 작용하는 내인성 메커니즘[31], 재료 내의 불순물과의 산란 때문에 유효자기장이 발생하는 외인성 메커니즘으로 나누게 된다[14,15]. SOC는 작지만 전기전도특성이 우수한 Cu에 SOC가 큰 Bi나 Ir 불순물을 침가하여 새로운 산란 점을 인위적으로 만들어주면 외인성 메커니즘에 의해 큰 SHE를 가지게 되는데, 이와 같은 방식으로 전도특성도 우수하면서 SHE도 큰 재료의 개발이 가능하다[32,33].

스핀 EE는 SOC가 큰 스핀 라시바 표면/계면, 혹은 위상절연체 표면에서 나타난다. 대표적인 스핀 라시바 재료는 Bi/Ag, Bi/Cu, $\text{Bi}_2\text{O}_3/\text{Cu}$ 계면이 손꼽힌다[34-37]. 또 위상절연체로는 BiSe, BiSeTb, α -Sn 등이 손꼽힌다[38-41]. 스핀 라시바 재료와 위상절연체 표면은 공통적으로 파수 벡터 \vec{k} 에 따라서 스핀의 방향이 결정되는, 이른바 스핀-모멘텀 롱킹 (Spin-momentum locking) 상태를 가지게 된다(Fig. 4(a), (c)). 이 구조에 대하여 외부에서 전류를 인가하면 스핀-모멘텀 롱킹된 운동량 공간에서의 원(圓), 즉 페르미 원이 평행 이동하게 된다(Fig. 4(b), (d)). 전류를 인가하기 전에는 페르미 원 내부의 모든 전자 스핀의 합이 0이 되어 비자성을 띠게 되는데 반하여, 전류 주입에 의해 페르미 원이 평행 이동하면 특정 방향의 스핀을 가진 전자의 수가 많게 되어 스핀이 축적되게 된다. 이와 같이 페르미 원의 평행 이동으로 스핀이 축적되는 현상을 스핀 EE라고 부른다. 사실 아래에서 설명할 궤도 EE가 논의되기 이전에는 스핀 EE는 흔히 스핀을 빼고 EE라고 줄여서 표기하는 경우가 많았다. 만약 Bi/Ag 계에서의 Ag과 같이 표면/계면 주위에 전도체가 존재하게 되면 축적된 스핀은 확산 되어가는데 바로 이 현상이 스핀류 발생에 해당한다.

스핀 라시바 표면/계면을 형성하는데 있어서 가장 중요한 물리적 요소는 공간반전 비대칭성(Structural Inversion

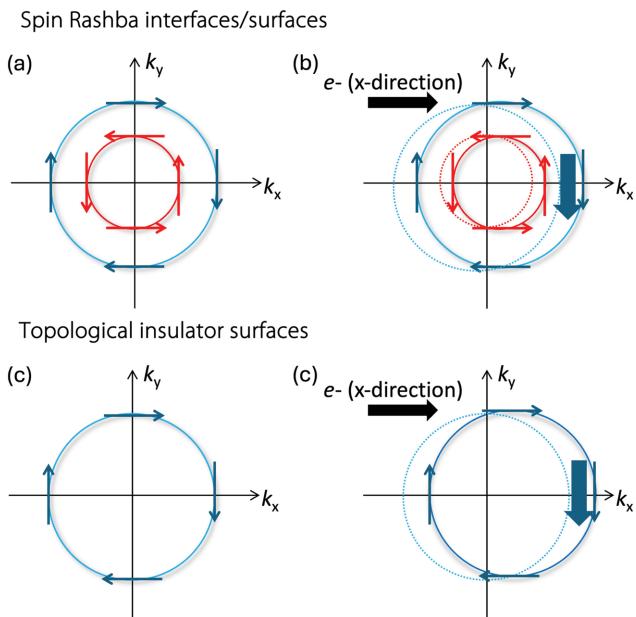


Fig. 4. (Color online) Spin textures at (a), (b) a spin Rashba interface, and (c), (d) a surface of a topological insulator. Spin textures under (a), (c) zero current, and (b), (d) non-zero current (e^- indicates the injection of electrons).

Asymmetry, SIA)과 SOC이다. SIA를 이해하기 위해 Bi/Ag 계면을 생각해보자. 이상적인 계면이라면 계면의 바로 위층은 모두 Bi, 아래층은 모두 Ag로 이루어져 있을 것이다. 상층부와 하층부의 물질이 다르게 된다면 각 부분에서 전자가 이동하는데 필요한 에너지도 서로 다르게 될 것이다. 이와 같이 상하층부의 전자들이 서로 다른 에너지를 갖게 되는 상황은 위 아래의 대칭성이 무너진 상황에 해당하므로, SIA상황에 놓여 있다고 말할 수 있다[42]. 최근의 연구에서는 SOC가 존재하지 않더라도 SIA만 존재하게 된다면, 계면에서의 해밀 토니안의 변화가 일어나 궤도의 방향이 파수 벡터 \vec{k} 에 따라 달라지는 궤도-모멘텀 록킹(orbital-momentum locking)이 일어난다는 사실이 알려졌다[42-46]. 만약 이 상태에서 SOC가 충분히 커지게 되면 SOC에 의해 스판이 궤도에 대하여 평행 혹은 반평행으로 정렬하게 되어, 앞에서 언급한 바와 같은 스판-모멘텀 록킹된 페르미원을 형성하게 된다. 위상절연체 표면에서는 SOC, 그리고 위상절연체 내외부의 서로 다른 위상적 성격 때문에 에너지 캡이 닫힌 선형의 밴드 구조를 가지게 된다[47,48]. 이 때 각 에너지 준위의 단면을 잘라보면 상기의 스판-모멘텀 록킹된 페르미 원이 형성된다.

IV. 스판변환과 스판궤도토크, 그리고 파생되는 자성현상

앞 장에서 살펴본 것과 같이 물질, 메커니즘은 제각각 이

지만, SHE와 스판 EE는 공통적으로 스판류를 발생시킨다. 만약 스판류를 발생시키는 물질위에 자성막을 적층 시킨다면, 발생된 스판류가 자성막에 주입되어 자화를 변화시킬 수 있게 된다. 외부에서 스판류가 주입되어 자화를 변화시킨다는 물리적 핵심은 사실 종래의 스판전달토크(STT)와 거의 동일하다. STT는 $\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{\sigma})$ 로 표현되는 반댐핑토크(anti-damping torque)와 $\vec{M} \times \vec{\sigma}$ 로 표현되는 자기장 유사 토크(Field-like torque)의 두 종류의 토크를 지니게 된다. 이 때 \vec{M} 은 자성막의 자화, $\vec{\sigma}$ 은 스판류의 스판방향을 나타낸다. 스판변환으로 발생된 스판류를 이용한 스판궤도토크(SOT)도 마찬가지로 위와 같은 두 가지 토크로 나타나게 되는데, 이들 중 안정적인 자화 반전을 이끄는 토크는 반댐핑토크 뿐이므로, 반댐핑토크의 크기를 더욱 크게 하는 방향으로 연구가 전개되어 왔다. SOT와 종래의 STT의 경우, 스판류가 발생하는 원리는 서로 다르지만 자성막에서 토크를 일으키는 과정은 서로 동일하다. 이는 토크의 크기를 계측한다는 관점에서는 대단히 중요한 지점이다. 즉 토크를 일으키는 과정이 동일하기 때문에 STT 크기 계측에 이용되는 수법을 거의 그대로 SOT 계측에 이용할 수 있게 된다. 종래에, STT로 작동하는 자기터널접합구조(Magnetic Tunnel Junction, MTJ)에 대하여, 외부 자기장을 인가하면서 동시에 GHz 대역의 고주파 전류를 주입하면, 외부 자기장에 의한 자화의 세차운동과 주입된 고주파 전류에 의한 토크의 주파수가 동일한 경우 자기공명이 일어난다[49]. 이러한 자기공명 스펙트럼을 이용하여 STT의 크기를 도출하는 방법이 제시되었는데[50,51], 이와 유사하게 SOT의 크기도 자기 공명을 이용하여 도출하는 수법이 널리 이용되고 있다[52]. 이와 같은 측정 수법을 흔히 스판 토크 자기 공명(Spin torque ferromagnetic resonance, ST-FMR, Fig. 5(a))이라고 부른다.

SOT에 의해서 자화반전에 성공한 첫번째 보고는 Spintec 그룹에 의한 연구결과였다[26]. 이 그룹은 이전부터 오랫동안 PMA가 큰 적층구조를 개발해 왔었다[53]. 그 결과로 만들어진 강한 PMA를 가진 Pt/CoFe/AlOx 구조에 대해서 Miron 등은 전류를 주입하여 자화 반전에 성공했다. 이 때 Miron 등은 구조 내부의 어딘가에서 스판 EE에 의해 스판류가 발생해, 결과적으로 자화반전이 가능했던 것이라고 생각했다. 한편 이 연구에서는 약간의 면내 자기장을 인가하여 자성막의 자화 방향을 살짝 눕힌 상태에서 전류를 주입하여 SOT에 의한 자화반전을 이뤄냈다. 사실 지금도 수직으로 자화가 정렬된 자성소자에 대하여 SOT를 통해 자화를 반전시키기 위해서는 면내 자기장이 필요하며, 이 점이 디바이스 응용의 전개에는 큰 걸림돌이 되고 있는데, 이러한 문제점이 첫번째 SOT 자화 반전 논문에서도 나타났다는 점은 의미심장하다. 비슷한 시기, SOT에 의한 자화반전의 연구 결과는 미국 코

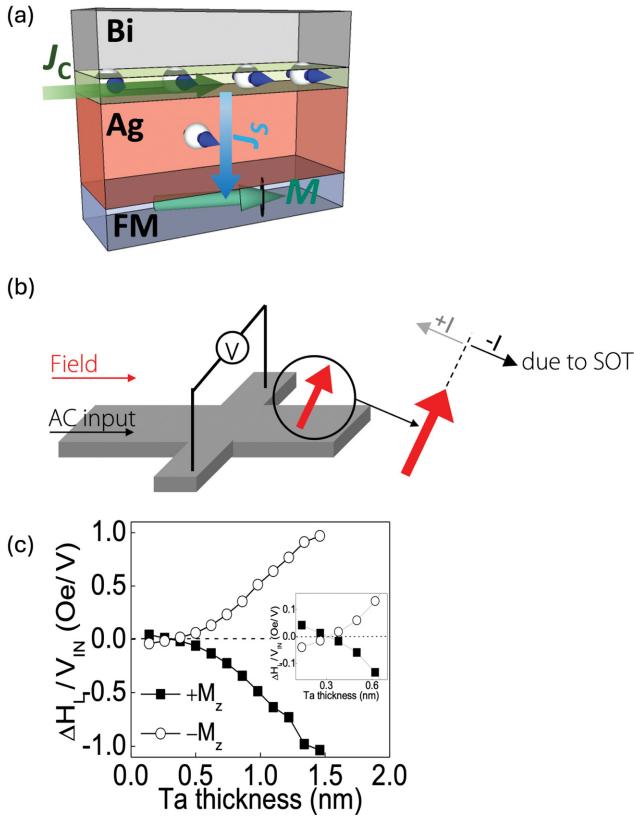


Fig. 5. (Color online) (a) A scheme of the ST-FMR measurement. J_c , J_s , and M are the charge current, the spin current, the magnetization, respectively [99]. (b) A scheme of the harmonic measurement. (c) SOT dependence on the Ta thickness [27].

넬대학의 Liu 등에 의하여 비슷한 구조인 Pt/CoFe/AlOx와 Ta/CoFeB/MgO을 이용한 연구에서도 나타났다[21,24]. 이들은 더 나아가 Ta 위에 MTJ를 적층하여 SOT에 의한 자화반전 혹은 나노발진기작동[54]도 보였다. 특히, Ta/CoFeB/MgO 구조는 수직자회를 보이는 MTJ 제작에 널리 쓰이는 구조였기 때문에 더욱 큰 주목을 받게 되었다[55]. 코넬대학 연구 그룹은 이전부터 SHE 크기의 정확한 계측에 기여해 왔었던 배경도 있어서, SOT를 일으키는 기원으로 Pt과 Ta에서 일어나는 SHE에 주목하였다. 이와 같은 SOT 유래에 관한 논쟁은 일본의 NIMS 그룹이 Ta/CoFeB/MgO에서 Ta 막의 두께가 두꺼워지면서 SOT도 급격히 증가하는 실험결과를 보이면서 SHE에 의한 영향이 지배적이라는 결론으로 종결되었다 (Fig. 5(b, c))[27]. NIMS 그룹은 이 때 교류전류를 주입하여 발생하는 교류 SOT가 자화에 미치는 영향을 이상 훌 전압을 통해서 계측했다(Fig. 5(b)). 만약 주파수 ω 의 교류 전류를 주입하면 같은 주파수의 SOT가 발생해, 자화와 이상 훌 전압도 연쇄적으로 동일한 주파수로 떨리게 된다[56-59]. 이를 수식으로 다시 수식으로 다시 쓰면 $Ie^{i\omega t}$ 의 교류전류를 주입하면 $\Delta R_{He}e^{i\omega t}$ (ΔR_H 는 SOT에 의해 진동하는 이상 훌 저항의 진

폭) 으로 이상 훌 저항이 진동한다. 따라서 전압으로 계측된 이상 훌 전압은 위의 두 변수의 곱인 $V_H = I\Delta R_H e^{2i\omega t}$ 가 된다. 즉 2ω 주파수의 이상 훌 전압을 측정하면 그 전압은 SOT에서 비롯된 ΔR_H 의 비례하는 값을 가지게 되어 SOT 크기의 정보를 제공한다. 이와 같은 SOT 계측 수법을 흔히 조화 계측 수법(harmonic measurement)이라고 부른다. 물론 이 신호에는 플레너 훌 효과(planar Hall effect)와 SHE에 의한 자기저항에서 기인한 신호도 섞여 있으므로 이를 잘 고려해 주어야 한다. 이 후, 더 큰 SHE를 보이는 재료 연구가 지속되어 W, TaN, TaOx과 같은 새로운 재료들이 제안되었다 [22,60,61]. 여기서 주목할 만한 점은 같은 원소의 재료라도 성막 과정에서 그레인의 크기를 비롯한 내부 구조가 바뀌면 SHE가 크게 달라지게 된다는 점이다. 사실 Pt은 대표적인 SHE 재료로 여겨졌지만 SHE의 크기는 여러 실험 그룹에 따라 서로 다르게 보고되었다는 점이 문제점으로 지적되어 왔었다. Sagasta 등은 Pt의 성막 수법(전자선 증착 혹은 스퍼터링)과 성막 환경(진공도, 빔 파워) 등을 조절하여 일부러 다양한 성막 조건 하에서 만들어진 Pt 막을 여러 장 제작하였다. 이 때 성막 조건 변화에 따라 Pt 내부의 산란점의 수가 바뀌거나 아예 SHE의 메커니즘이 내인성과 외인성 메커니즘 사이에서 바뀌게 된다. 산란점의 수가 바뀌었다는 것은 전기 전도도의 변화로 나타나는데, 이 연구에서는 전체적으로 SHE의 크기가 전기 전도도에 따라 크게 의존한다는 것이 실험적으로 증명되었다[62]. 흔히 Pt의 SHE 크기를 나타낼 때, 0.07이 대표적인 값으로 여겨지지만, 상기 연구결과로 이 값 자체는 Pt의 내부 구조에 따라 얼마든지 바뀔 수 있는 값이라는 점이 밝혀졌다.

스핀트로닉스 분야에서 널리 사용되던 Ta/CoFeB/MgO와 같은 구조에서는 SHE에 의한 스핀 변환이 SOT의 주요한 기원이 되지만, 일부러 스핀 라시바 효과가 큰 재료 혹은 위상절연체 재료를 이용한다면 스핀 EE에 의해서 큰 SOT가 발생될 수 있다. Bi/Ag 계면은 분광학 연구자들에 의해 스핀 라시바 효과가 큰 재료로 알려지게 되었다[63]. Rojas-Sanchez 등은 Bi/Ag 위에 Py를 쌓은 적층구조에서 스핀 라시바 재료도 큰 스핀변환을 일으킨다는 사실을 발견했다(Fig. 6(a))[64]. 이 때 이용한 수법은 Py에서 스핀류를 발생시켜 Bi/Ag 계면으로 보내면, Bi/Ag 계면에서 스핀류가 전하 전류로 변환되는 현상을 이용한 것이었다. 이 실험에서는, 외부 자기장을 인가 시켜 Py의 세차운동을 일으키고, 또 세차운동과 같은 주파수의 자기장을 인가 시켜, Py의 자기공명을 일으킨다. 이 경우 폭발적으로 스핀류가 발생하는데 이를 스핀 펌핑(spin pumping)이라고 한다[65-68]. 스핀 펌핑으로 발생한 스핀류가 스핀 라시바 재료에서 전하전류로 변환되는 현상을 흔히 역(逆) 스핀 라시바-에델슈타인 효과(inverse spin

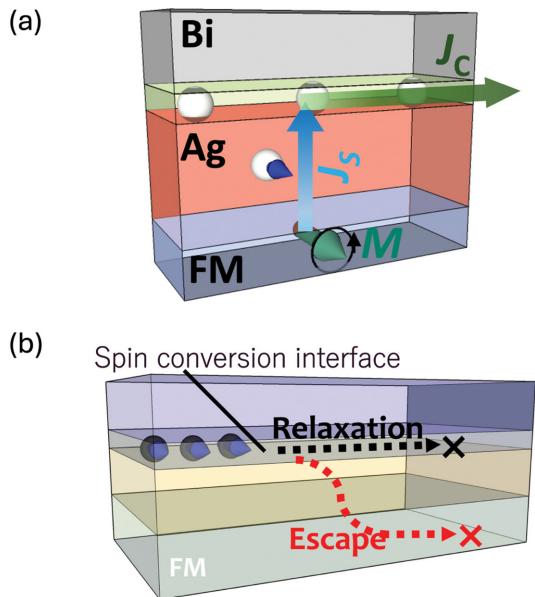


Fig. 6. (Color online) (a) A scheme of the spin pumping and the inverse spin Rashba Edelstein effect. J_c , J_s , and M are the charge current, the spin current, the magnetization, respectively [99]. (b) Spin transport nearby a spin conversion interface [69].

Rashba-Edelstein effect)로 부르는 데, Rojas-Sánchez 등이 관측한 현상이 바로 Bi/Ag에서의 역 스핀 라시바-에델슈타인 효과에 해당한다. 이후 $\text{Bi}_2\text{O}_3/\text{Cu}$ 계면, $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ 계면, SrTiO_3 표면 등의 재료에서도 큰 스핀 변환이 관측되었다[36, 69-73]. 특히 뒤의 두 가지 산화물 계면/표면 재료는 외부 전압 인가로 페르미 면의 위치를 변화시키는 수법으로 스핀 변환의 효율을 조종시킬 수 있어서 큰 주목을 받았다. 한편, Mellnik 등은 2014년, 그 당시 뜨거운 주목을 받던 BiSe 위상절연체를 이용하여 스핀 EE에 의한 SOT를 실험적으로 계측했다[38]. 이 후 위상절연체를 이용한 SOT 연구 결과가 지속적으로 보고되는데, 특히 SOT의 크기가 일반적인 SHE에 의해 일어나는 경우에 비해서 10~100배 이상 커서 많은 사람들의 주목을 받게 되었다[39,41]. 재미있는 점은, 위상절연체의 경우 SOT를 일으키는 스핀 변환, 즉 전하 전류 \rightarrow 스핀류(정(正) 스핀변환)의 효율은 일반적인 SHE 재료를 크게 상회하는 것으로 보고되었지만, 스핀류 \rightarrow 전하 전류 변환(역(逆) 스핀변환)은 일반적인 SHE 재료를 크게 하회하는 것으로 보고되었다[74,75]. SHE의 경우는 온사거 상반성을 잘 따라, 정과 역 스핀변환의 효율은 거의 동일한 것으로 알려져 있었다. 따라서 위와 같은 위상 절연체에서의 서로 다른 정, 역 스핀변환의 효율은 대단히 이상한 것으로 여겼다. Fert 와 Zhang은 위상절연체/금속(자성 금속 포함) 구조에 있어서, 계면과 금속의 서로 다른 에너지 상태에 주목했다[76]. 이에 따라 계면에서 스핀이 축적되었을 때, 이 스핀은 계면내에서

완화되거나, 계면-금속간의 에너지 차이를 뛰어넘어 스핀이 주변 금속으로 넘어가는 일이 일어나게 된다(Fig. 6(b)). 만약 계면내에서 완화되기보다는 주변 금속으로 넘어가는 것을 선호한다면 스핀 변환된 스핀 중 다수가 SOT에 기여하게 되어 큰 SOT가 계측되게 된다. 반대로 자성층에서부터 스핀류를 주입한다면 계면내에 설령 스핀이 축적되더라도 완화되는 것보다 다시 계면에서 반사되어 자성층으로 되돌아가는 것을 선호해서, 스핀류에서 전하전류로 변환되기는 어렵게 된다. 이와 같이 계면에서 일어나는 스핀 변환은 계면 주변에서 일어나는 복잡한 스핀 수송과정 때문에 일견 온사거 상반성을 위배하는 듯 보이는 경우가 있다. 이러한 현상은 위상절연체 표면에 국한되지 않고 $\text{Bi}_2\text{O}_3/\text{Cu}$ 계면과 같은 스핀 라시바 재료에서도 발견되기 때문에 표면/계면과 같은 2차원 재료에서 일 반적으로 일어나는 현상으로 이해해도 좋다고 여겨진다[69,70].

스핀 변환에 의해 파생되는 두 가지 현상, 자기저항과 자구벽 이동에 대해 검토해보자. 첫번째로 스핀 변환은 이제까지 발견되지 않았던 새로운 자기저항을 일으키는데, 스핀류를 발생시키는 메커니즘에 따라 스핀 흘 자기저항(spin Hall magnetoresistance, SMR)[77,78]과 스핀 에델슈타인 자기 저항(spin Edelstein magnetoresistance, spin EdMR)[69,79]으로 나뉜다. 두 효과 모두 스핀 변환 재료와 자성층으로 구성된 적층구조에서 일어나는 현상이다. 이 구조에 전하전류를 인가해주면 스핀 변환에 의해 스핀류가 발생해 자성층으로 향하게 된다(Fig. 7(a)). 이 때 자성층의 자화와 스핀류의 스핀 방향이 서로 수직이라면 스핀 토크($\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{\sigma})$)를 일으키기 최적의 상태가 되어, 스핀류를 전달하고 있던 전도전자는 스핀 정보를 자성층에 전달하면서 자성층에 흡수된다. 이 때 스핀류의 전도전자들은 스핀 정보를 자화에 제공하면서 스핀 방향이 변하게 되는데, 이 때문에 이를 전자가 반사되어 오더라도 더 이상 전하전류에 기여하는 전하이동을 할 수는 없게 된다. 즉 주입한 전하전류의 일부가 스핀류의 형태로 도중에 사라져버린 것과 같은 효과가 일어나 적층구조의 저항은 상대적으로 크게 된다. 반면에 자성층의 자화와 스핀류의 스핀 방향이 서로 평행/반평행이라면 스핀 토크는 0이 되어버려 스핀류를 전달하는 전도전자는 자성층에 흡수되지 못하고 다시 전하전류의 형태로 원래의 경로를 흐르게 된다. 즉 주입한 전하전류가 누수 되지 않고 그대로 흘러서 상대적으로 작은 저항을 나타내게 된다[80,81]. 이때 스핀변환의 효율이 클수록 이들 간의 저항차이는 커지기 때문에, 단순한 저항 측정으로 스핀변환의 효율을 측정하는 길이 열리게 된다. 더 나아가, 앞 장의 조화 계측 수법과 유사하게 주파수 ω 의 교류 전류($Ie^{i\omega t}$)를 주입하되, 이상 흘 전압 대신 전류가 흐르는 방향으로 전압을 계측하면 2ω 로 진동하는 신호를 관찰할 수 있

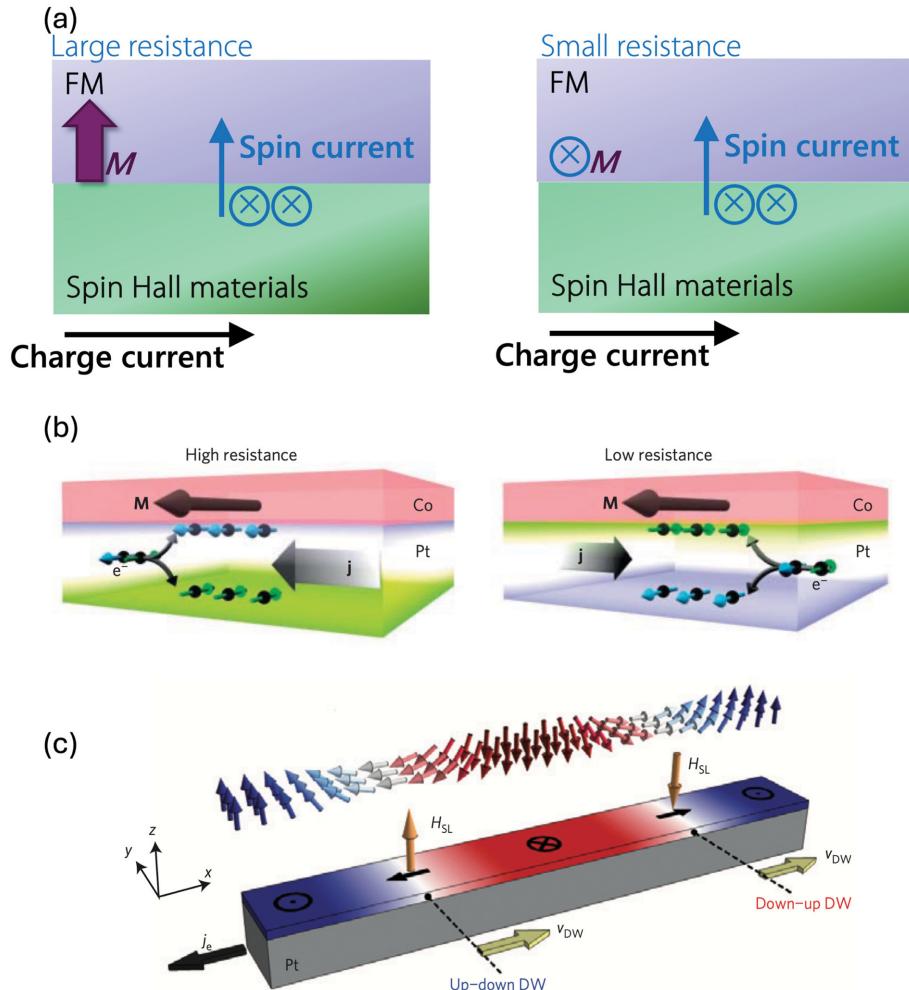


Fig. 7. (Color online) (a) A scheme of the spin Hall magnetoresistance. FM, and M are the ferromagnet and the magnetization, respectively. (b) A scheme of the unidirectional spin Hall magnetoresistance [82]. (c) Formation of Néel domain-wall and domain-wall motion by the SOT [85].

다(Fig. 7(b))[82]. 교류 전류를 흘려준다는 것은, 주파수 ω 로 전하전류의 부호가 바뀌고 있다는 사실과 같다. 스핀변환 재료에 교류전류를 주입하면 주파수 ω 로 스핀류의 스핀방향이 달라지게 된다. 만약 자성막의 자화가 양의 전하전류를 주입했을 때의 스핀류의 스핀 방향과 평행인 채로 고정되어 있다면, 교류 전류의 주입에 따라 자성막의 자화와 스핀류의 스핀 방향의 관계는 주파수 ω 를 가지며 평행과 반평행 사이를 진동하게 된다. 과거 전류면내-거대자기저항(Current in-plane giant magnetoresistance, CIP-GMR) 계측에서 스핀편극전류의 스핀 방향과 자화상태가 평행이나 반평행이나에 따라 시료의 저항이 바뀌는 결과가 보고된 바 있다. 이와 유사하게 자성막의 자화와 스핀류의 스핀 방향이 평행/반평행을 오가게 되면 그 저항도 진동하게 되어 $\Delta R_x e^{i\omega t}$ (ΔR_x 는 저항의 진폭)으로 표현된다. 따라서 전류가 흐르고 있는 방향으로 전압을 측정하면, 전압은 전류와 저항의 곱이므로 $I\Delta R_x e^{2i\omega t}$ 의 주파수 2ω 의 전압신호가 계측되게 된다. 이를 unidirectional

magnetoresistance(UMR)이라고 부른다. 이 때 진폭 ΔR_x 는 스핀변환이 효율적일 수록 크게 되므로, UMR은 스핀 변환의 효율에 비례한다. UMR이 자성막의 자화와 스핀류 스핀 방향의 관계가 평행과 반평행으로 시간에 따라 이행되면서 일어나는 현상인 것과 같이 자성막이 없는 스핀변환재료 단막 구조에 자화 대신 외부 자기장을 스핀류 스핀방향과 평행 혹은 반평행이 되게 인가하여 전압을 측정하면 UMR과 마찬가지로 주파수 2ω 의 전압신호가 계측되게 된다[83].

SOT는 수직 자화된 자성막의 자구벽 이동을 일으킬 수도 있다[84-87]. 다만 이 때 자구벽의 구조는 반드시 날 자구벽(Néel domain-wall)이어야 하는데, 블로흐 자구벽의 경우(Bloch domain-wall) 자구벽 내부에서의 자화방향이 스핀류의 스핀방향과 평행 혹은 반평행이 되기 때문에 스핀 토크($\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{\sigma})$)가 0이 되어서 자구벽 운동을 일으킬 수 없다. 반면에 날 자구벽의 경우 자구벽 내부의 자화방향과 스핀류의 스핀방향이 수직이 되어서 스핀 토크가 가장 효율적으로

일어날 수 있다(Fig. 7(c)). 보통 수직 자화 된 자성막의 경우 자구벽의 길이가 더 짧아서 에너지적으로 유리한 블로흐 자구벽이 일반적이라 여겨졌다. 그렇지만 자성막 상부 혹은 하부에 W, Pt과 같은 무거운 금속 재료가 존재하면 잘로신스키-모리야 상호작용(Dzyaloshinskii-Moriya interaction, DMI)에 의해서 널 자구벽이 에너지적으로 더 유리하게 된다. DMI에 의한 자구벽 구조의 변화는 결함이 있는 다이아몬드(nitrogen-vacancy center in diamond)를 이용한 고해상도 측정으로 실험적으로 검증되었다[88]. 따라서 DMI가 충분히 커서 널 자구벽이 형성된 재료에서는 SOT에 의한 자구벽 이동이 가능하게 된다[89]. 이 당시 집중적으로 연구되어온 Pt/CoFe, W/CoFeB과 같은 구조는 모두 이와 같은 조건을 만족하는 구조로 SOT에 의한 자구벽 이동이 가능한 구조이다. 이 때 자구벽의 이동방향은 DMI의 부호에 의해 결정되는 널 자구벽 내부의 자화 방향, 그리고 SOT의 부호에 따라 결정된다. 변수가 두가지이므로 원리적으로는 물질에 따라 자구벽의 이동방향은 전류 방향과 전자이동방향 어느 쪽도 가능하게 된다. 종래에는 자구벽의 구동이 스핀편극전류가 일으키는 STT에 기인하는 것으로 여겨졌는데, 이 경우에 자구벽은 반드시 전자 이동 방향으로 흘러야 한다. 그렇지만 수직자화의 자구벽이 전류 방향으로 움직이는 보고가 과거에 여러 그룹에서 발표되었고, 이는 자구벽 이동의 수수께끼로 남아있었다 [90-92]. 사실은 종래에 수직 자화를 구현하기 위해 Pt 위에 자성막을 쌓은 구조에서 자구벽 이동을 관측한 경우가 많았는데, 이 구조는 DMI와 SOT가 모두 커서 SOT에 의한 자구벽 이동이 일어나기 좋은 환경이었다. 이와 같이 SOT에 대한 연구가 인접한 자구벽 이동에 영향을 끼쳐, 오랜 수수께끼를 푸는 데 도움이 되었다.

V. 궤도류와 궤도 토크

SHE와 스핀EE에 의해 발생하는 SOT가 보고된 이후 전혀 다른 메카니즘으로 일어나는 SOT가 고찰된 적이 있다. 예를 들면, 자성체에서 발생하는 AHE를 이용한 SOT[93], 혹은 계면에서 특정 스핀 방향만 필터링 되어 수송되는 현상을 이용한 SOT[94-96]가 제안되었다. 그렇지만 좀 더 근본적인 토크 메카니즘의 변화는 궤도류와 궤도 토크의 제안에서 비롯되었다[97]. 궤도 토크는 앞선 SOT와는 달리 궤도의 흐름인 궤도류가 궤도 변환에 의해 발생하여, 자성막에 흡수되며 일어난다. 자성막에서는 자성막의 SOC 때문에 궤도의 정보가 스핀의 정보로 전달될 수 있다. 궤도변환은 스핀 변환과 유사하게 벌크 상태에서는 궤도 홀 효과(orbital Hall effect, OHE, Fig. 8(a)), 계면/표면에서는 궤도 라시바 에델슈타인 효과(orbital Rashba Edelstein effect, 궤도 REE, Fig. 8(b))

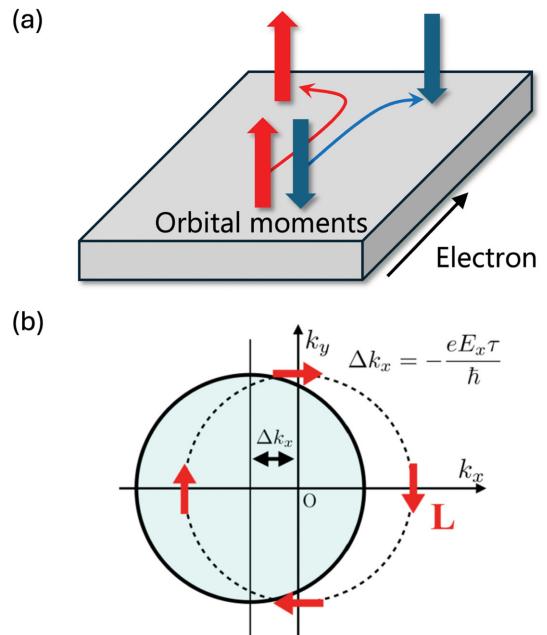


Fig. 8. (Color online) Schematic images of (a) orbital Hall effect, and (b) orbital Rashba-Edelstein effect [99].

에 의해서 일어난다. 흥미로운 사실은 OHE와 궤도 REE 모두 SOC가 없어도 충분히 큰 궤도 변환을 일으킨다는 점이다. 이때 후자인 궤도 REE에 관해서는, 앞 장 스핀 라시바 효과에 대한 부분에서 언급된 바와 같이 계면/표면에서 SIA가 있으면 설명 SOC가 없더라도 궤도의 방향이 파수벡터 \vec{k} 에 의해 결정되어 궤도의 페르미 원이 형성된다. SOC가 크다면 스핀은 궤도에 맞춰 정렬되지만, SOC가 0이면 스핀은 전혀 정렬되지 못하고 궤도만 정렬된다. 바로 이 현상이 궤도 라시바 효과이며, 이 때 외부에서 전류를 주입해주면 특정 궤도 방향의 전자가 우세해져서 궤도류가 발생하게 된다. 이러한 재료로는 Cu 산화물 표면이 대표적으로 손꼽힌다[98]. 이 때 Cu 산화물 표면을 만들어주기 위해서는 Cu 위에 산화물 재료를 쌓거나(Cu/Al₂O₃, Cu/SiO₂)[99-101], Cu를 자연 산화시키는 방법이 있다[102,103]. 전자의 경우 산화물 재료에 따라 Cu 막 표면의 산화 특성이 달라져서 궤도 토크가 크게 달라지는 현상이 보고되었다[100]. 한편, 앞 장 계면 주변에서의 스핀 수송에 관한 부분에서는 계면에서 스핀이 완화되기 쉬운지, 계면에서 빠져 나오기 쉬운지에 따라 마치 온사거 상반성이 지켜지지 않는 듯이 보이는 현상에 대해 언급되었는데, 궤도의 수송에도 이와 유사한 현상이 나타나 Cu/Al₂O₃을 보유한 자기 구조에서는 전하전류에서 궤도류로의 변환에 의해 나타나는 궤도 토크는 대단히 크게 나타나지만, 궤도류에서 전하전류로의 변환은 대단히 작게 나타난다[99].

OHE의 원리로써 내인성 메카니즘은 널리 받아들여지고 있다. Go 등에 의하면 *p* 밴드를 상정한 장난감 모델에서, 축퇴

가 풀려 에너지 준위가 서로 다른 두 서브 밴드에 외부에서 전류를 주입하면 서브 밴드 간의 궤도 혼성이 일어나서 궤도 운동량의 기대값이 0가 아니게 된다[104]. 이 때 파수벡터 \vec{k} 에 의존해서 궤도 운동량의 기대값이 서로 반대가 되기 때문에 SHE와 비슷한 형태로 궤도의 경로가 갈라지게 된다. 스핀 라시바 효과와 유사하게 SOC가 충분히 큰 재료에서는 스핀이 궤도의 방향을 따라가기 때문에, OHE에 의해서 SHE가 발생할 수 있다[105]. 따라서 Cr, Ti, Ru, Nb과 같은 상대적으로 원자번호가 작은 물질뿐만 아니라[106-110], W, Ta과 같은 재료에서도 OHE에 의한 효과를 관측할 수 있다[107,111]. 별크 재료에서는 계면에서의 ‘온사거 상반성’이 깨지는 듯한 모습은 보이지 않기 때문에, 궤도류에서 전하전류로 변환되는 현상은 자주 보고되고 있다[112,113]. OHE에 의한 OT의 발견은 과거 원자번호가 작은 물질에서 뜻하지 않게 큰 ‘스핀변환’이 관측된 실험 결과에 대한 해명을 제공해준다. 특히 Cr의 경우, 두꺼운 YIG 자성재료를 가진 YIG/Cr 구조에서 큰 ‘스핀변환’이 관측된 적이 있다[114]. 당시에는 궤도 변환이라는 현상이 알려져 있지 않았기 때문에 Cr과 같이 원자번호가 작은, 즉 SOC가 작은 재료에서의 큰 ‘스핀변환’의 물리적 메커니즘은 해명되지 못했지만, 최근에 와서는 이 ‘스핀변환’이 실제로는 스핀에 의한 현상이 아니라 궤도 변환에 의한 결과일 가능성성이 검토되고 있다.

궤도 토크의 경우 궤도 변환이 SOC와 상관없이 자성체 바깥에서 일어나서 자성체로 궤도류가 흘러 들어오지만, 자성체 내에서는 SOC에 의해 궤도 정보가 스핀 정보로 전달된다는 점에서 여전히 SOC가 중요하다(Fig. 9). 따라서 궤도 토크를 넓은 의미의 SOT에 포함시키는 경우도 있다. 그렇지만 자성막에 흘러 들어오는 물리량이 스핀류이거나 궤도류이거나에 따라 나타나는 토크의 양태는 사뭇 다르다. 궤도 변환에 의해서 발생하는 궤도류의 궤도는 $|L\rangle = |p_x\rangle + i|p_y\rangle$ 와 같이 복수의 고유상태의 혼성으로 나타난다. 이러한 궤도 상태의 혼성은 비자성체/자성체 계면 등 불순물이 개입되기 쉬운 환경에서는 깨어지기 쉽다. 다시 말하면, 계면에서의 재료간 혼합(intermixing) 등으로 계면에 불순물이 많아지면 궤도 토크가 현저하게 작아지는 현상이 일어날 수 있다[99]. 이에 따라

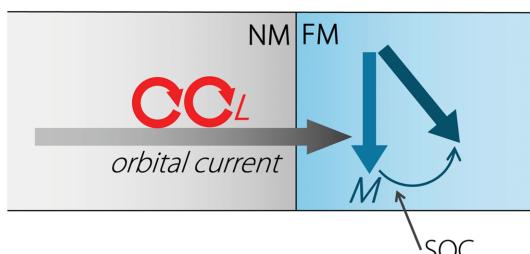


Fig. 9. (Color online) A scheme of the orbital torque.

FM/Cu/Al₂O₃(FM: 강자성체) 적층구조에서 FM을 CoFe으로 하느냐 Ni로 하느냐에 따라 10배 이상 토크가 달라지는 현상이 관측되었는데, CoFe/Cu 계면은 혼합이 적게 일어나서 큰 토크가 계측되었고, Ni/Cu 계면은 혼합이 많이 일어나서 토크가 0에 가깝게 된다. 또한, 궤도는 스핀에 비해 이동거리가 길다고 알려져 있는데, 특히 자성체에서 스핀의 이동거리가 1 nm 내외인 것으로 알려져 있는 것에 비해 궤도의 이동거리는 10배 이상 긴 것으로 여겨진다. 이 때문에 스핀트로닉스 실험연구에서 흔히 사용되는 자성막 두께영역에서도(1~10 nm) 자성막 두께에 의존한 궤도 토크의 큰 변화가 관측되기도 한다[115]. 즉 궤도류가 자성막에 주입되면 궤도 정보가 유실되면서, 그 유실된 양 만큼 자화의 스핀으로 전달되어 토크가 발생하는 데, 자성막의 두께가 궤도 이동거리보다 얇게 되면 궤도 정보가 채 유실되기 전에 궤도 정보가 자성막을 통과하게 된다. 사실 수직 자화를 실현하기 위해 오랫동안 1 nm 내외의 자성층을 가진 적층구조가 많이 사용되었는데, 너무 얇은 자성층 구조에서는 큰 궤도 토크가 관측되지 못한다[116,117].

IV. 결론 및 전망

SOT로 구동하는 MTJ의 기본 구조는 아래에 스핀 변환 재료를 두고 그 상층부에 MTJ를 올린 형태가 된다(Fig. 10). 이 때 금속 스핀 변환 재료에 전류를 흘려 상층부 MTJ 자유층의 자화를 제어하게 된다. STT로 구동하는 종래의 MTJ의 경우 반드시 절연체의 터널링층에 전류가 흐르게 되는 것과는 대조적으로 SOT로 구동하는 MTJ의 경우에는 금속층에만 전류가 흐르기 때문에 소모 에너지 측면에서도 유리할 뿐 아니라 소자의 내구성도 더 우수하다. 뿐만 아니라 종래의 MTJ는 자유층과 참조층의 자화 방향이 평행/반평행이기 때문에 STT가 작동하기 위해서는 자유층의 자화가 열적 효과에 의해 약간 기울어져서(tilting) 완벽한 평행 혹은 반평행 상태에서 벗어나야 한다. 이 때 소요되는 시간을 인큐베이션 시

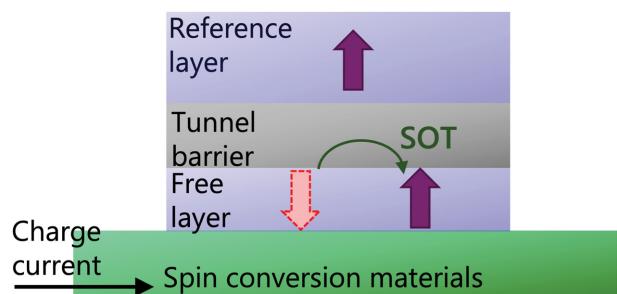


Fig. 10. (Color online) A schematic image of an MTJ operated by the SOT.

간이라고 부르는데 소자크기에 따라 다르지만 적어도 1 ns보다는 긴 것으로 알려져 있다. 반면에 SOT로 구동하는 수직 자화 MTJ의 경우에는 스핀류의 방향과 자화가 서로 수직이기 때문에 1 ns 이하의 펄스로 자화 반전이 일어난다[118, 119]. 이와 같은 우수한 특성에도 불구하고 SOT가 STT를 완전히 대체하지 못하는 데는 몇 가지 이유가 있다. SOT로 구동하는 수직 자화 MTJ의 경우, 결정론적인(deterministic) 자화 반전을 일으키기 위해서는 약간의 면내 자기장을 요한다. 이때 결정론적인 자화 반전이란, 만약 양의 전류를 주입했을 때 스핀 업 상태가 선호된다면, 음의 전류를 주입했을 때는 반드시 스핀 다운 상태가 선호되는 형태로, 전류 부호에 따라 선호되는 스핀 상태가 결정될 때의 자화 반전을 일컫는다. 면내 자기장이 필요하게 되는 상황은 향후 소자로의 응용의 결정적인 걸림돌이 되며, 이를 해결하기 위해 상층부 산화막을 불균등하게 하거나[120], 스핀 변환 물질의 채널에 곡률을 주는[121] 등 디바이스 구조에서의 대칭성을 깨는 방법이 제안되었다. 또 낮은 구조적 대칭성을 가진 반 데르 발스 물질에서는 수직 방향의 스핀류가 발생하여 무자기장 자화 반전이 달성되기도 한다[122]. 그렇지만 위와 같은 수법들은 소자 산업에 적용되기 어렵다는 점이 문제점으로 지적되고 있다. 그 뿐 아니라, SOT로 구동하는 MTJ는 3개의 전극을 요하는데, 이에 따라 셀(cell) 하나의 크기가 커져버리는 문제점도 오랫동안 지적되어 오고 있다.

최근에 와서는 스핀트로닉스에 있어서 폰 노이만 계층구조 내에서의 메모리, 저장매체로의 응용 뿐만 아니라 뇌형 연산[123-126], 확률형 연산[127-129] 등 비 폰 노이만 컴퓨팅으로의 응용도 검토되고 있다. 이에 대한 대응으로, 종래와 같이 소자의 자화 반전을 통해서 비 폰 노이만 컴퓨팅으로의 응용을 검토할 수도 있지만[130,131], 세차운동[132], 스커미온 이동[133], 지구벽이동[134,135] 등 다른 정보 표현을 통한 응용의 길도 열려 있다. 현재 우리가 가지고 있는 스핀 제어 수법은 STT, SOT, VCMA 등이 있으며 이를 이용하여 여러 형태로 정보를 표현하고 제어할 수 있다. 특히, SOT와 OT의 연구를 거치며 스핀트로닉스의 재료는 자성 재료를 넘어서, 라시바 계면, 위상 절연체 표면, 반 데르 발스 단일층 구조, 강유전체, 카이럴 분자[136], 다강체[137] 등으로 그 폭이 넓어져 왔다. 또 자성 효과의 근원이 되는 메커니즘에는 스핀과 궤도의 상호작용이 중요한 역할을 담당한다. 따라서 새로운 스핀 소자의 창성을 위해서 기초적인 물성물리학과 재료 공학적인 검토를 통한 스핀 제어 수법의 고도화와 새로운 연산 수법에 대한 이해 및 적용이 동시에 이루어져야 한다. 이와 같은 어프로치는 현재의 SOT-MTJ가 안고 있는 문제뿐만 아니라 전혀 새로운 컨셉의 소자의 제안으로 사회적인 니즈에의 대응에 공헌할 수 있을 것이라 기대한다.

감사의 글

본 연구는 JSPS KAKENHI(JP23K04574)의 조성을 받아 이루어진 것입니다.

References

- [1] Y. Tokura and N. Nagaosa, Science **288**, 462 (2000).
- [2] (<https://ja.wikipedia.org/>).
- [3] H. X. Yang, M. Chshiev, B. Dieny, J. H. Lee, A. Manchon, and K. H. Shin, Phys. Rev. B **84**, 054401 (2011).
- [4] P. Bruno, Phys. Rev. B **39**, 865 (1989).
- [5] T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki, K. Ohta, N. Toda, M. Mizuguchi, A. A. Tulapurkar, T. Shinjo, M. Shiraishi, S. Mizukami, Y. Ando, Y. Suzuki, and P. L. A. Nat. Nanotechnol. **4**, 158 (2009).
- [6] K. Nakamura, R. Shimabukuro, Y. Fujiwara, T. Akiyama, T. Ito, and A. J. Freeman, Phys. Rev. Lett. **102**, 187201 (2009).
- [7] M. Tsujikawa and T. Oda, Phys. Rev. Lett. **102**, 247203 (2009).
- [8] T. Nozaki, T. Yamamoto, S. Miwa, M. Tsujikawa, M. Shirai, S. Yuasa, and Y. Suzuki, Micromachines **10**, 327 (2019).
- [9] Y. Otani, M. Shiraishi, A. Oiwa, E. Saitoh, and S. Murakami, Nat. Phys. **13**, 829 (2017).
- [10] T. Jungwirth, J. Wunderlich, and K. Olejnik, Nat. Mater. **11**, 382 (2012).
- [11] M. D. Stiles and A. Zangwill, Phys. Rev. B **66**, 014407 (2002).
- [12] A. Brataas, A. D. Kent, and H. Ohno, Nat. Mater. **11**, 372 (2012).
- [13] D. C. Ralph and M. D. Stiles, J. Magn. Magn. Mater. **320**, 1190 (2008).
- [14] M. I. Dyakonov and V. I. Perel, Phys. Lett. A **35**, 459 (1971).
- [15] J. E. Hirsch, Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999).
- [16] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, J. Phys. C: Solid State Phys. **17**, 6039 (1984).
- [17] V. M. Edelstein, Solid State Commun. **73**, 233 (1990).
- [18] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Science **306**, 1910 (2004).
- [19] S. O. Valenzuela and M. Tinkham, Nature **442**, 176 (2006).
- [20] T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. **98**, 156601 (2007).
- [21] L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, Science **336**, 555 (2012).
- [22] C.-F. Pai, L. Liu, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, Appl. Phys. Lett. **101**, 122404 (2012).
- [23] L. Vila, T. Kimura, and Y. Otani, Phys. Rev. Lett. **99**, 226604 (2007).
- [24] L. Liu, O. J. Lee, T. J. Gudmundsen, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, Phys. Rev. Lett. **109**, 096602 (2012).
- [25] I. M. Miron, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel, and P. Gambardella, Nat. Mater. **9**, 230 (2010).

- [26] I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M. V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, and P. Gambardella, *Nature* **476**, 189 (2011).
- [27] J. Kim, J. Sinha, M. Hayashi, M. Yamanouchi, S. Fukami, T. Suzuki, S. Mitani, and H. Ohno, *Nat. Mater.* **12**, 240 (2013).
- [28] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010).
- [29] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
- [30] T. Kimura, Y. Otani, and L. Vila, *J. Appl. Phys.* **103**, 07F310 (2008).
- [31] G. Y. Guo, S. Murakami, T. W. Chen, and N. Nagaosa, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 096401 (2008).
- [32] Y. Niimi, M. Morota, D. H. Wei, C. Deranlot, M. Basletic, A. Hamzic, A. Fert, and Y. Otani, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 126601 (2011).
- [33] Y. Niimi, Y. Kawanishi, D. H. Wei, C. Deranlot, H. X. Yang, M. Chshiev, T. Valet, A. Fert, and Y. Otani, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 156602 (2012).
- [34] C. R. Ast and H. Höchst, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 177602 (2001).
- [35] I. Gierz, B. Stadtmüller, J. Vuorinen, M. Lindroos, F. Meier, J. H. Dil, K. Kern, and C. R. Ast, *Phys. Rev. B* **81**, 245430 (2010).
- [36] S. Karube, K. Kondou, and Y. Otani, *Appl. Phys. Express* **9**, 033001 (2016).
- [37] A. Manchon, H. C. Koo, J. Nitta, S. M. Frolov, and R. A. Duine, *Nat. Mater.* **14**, 871 (2015).
- [38] A. R. Mellnik, J. S. Lee, A. Richardella, J. L. Grab, P. J. Mintun, M. H. Fischer, A. Vaezi, A. Manchon, E. A. Kim, N. Samarth, and D. C. Ralph, *Nature* **511**, 449 (2014).
- [39] K. Kondou, R. Yoshimi, A. Tsukazaki, Y. Fukuma, J. Matsuno, K. S. Takahashi, M. Kawasaki, Y. Tokura, and Y. Otani, *Nat. Phys.* **12**, 1027 (2016).
- [40] J. C. Rojas-Sánchez, S. Oyarzún, Y. Fu, A. Marty, C. Vergnaud, S. Gambarelli, L. Vila, M. Jamet, Y. Ohtsubo, A. Taleb-Ibrahimi, P. Le Fèvre, F. Bertran, N. Reyren, J. M. George, and A. Fert, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 096602 (2016).
- [41] Y. Wang, P. Deorani, K. Banerjee, N. Koirala, M. Brahlé, S. Oh, and H. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 257202 (2015).
- [42] V. Sunko, H. Rosner, P. Kushwaha, S. Khim, F. Mazzola, L. Bawden, O. J. Clark, J. M. Riley, D. Kasinathan, M. W. Haverkort, T. K. Kim, M. Hoesch, J. Fujii, I. Vobornik, A. P. Mackenzie, and P. D. C. King, *Nature* **549**, 492 (2017).
- [43] S. R. Park, C. H. Kim, J. Yu, J. H. Han, and C. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 156803 (2011).
- [44] B. Kim, P. Kim, W. Jung, Y. Kim, Y. Koh, W. Kyung, J. Park, M. Matsunami, S.-i. Kimura, J. S. Kim, J. H. Han, and C. Kim, *Phys. Rev. B* **88**, 205408 (2013).
- [45] S. R. Park and C. Kim, *J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom.* **201**, 6 (2015).
- [46] J. Hong, J.-W. Rhim, I. Song, C. Kim, S. R. Park, and J. H. Shim, *J. Phys. Soc. Jpn.* **88**, 124705 (2019).
- [47] M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
- [48] Y. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **82**, 102001 (2013).
- [49] A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, and S. Yuasa, *Nature* **438**, 339 (2005).
- [50] H. Kubota, A. Fukushima, K. Yakushiji, T. Nagahama, S. Yuasa, K. Ando, H. Maehara, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, and Y. Suzuki, *Nat. Phys.* **4**, 37 (2008).
- [51] J. C. Sankey, Y.-T. Cui, J. Z. Sun, J. C. Slonczewski, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Nat. Phys.* **4**, 67 (2008).
- [52] L. Liu, T. Moriyama, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 036601 (2011).
- [53] B. Rodmacq, A. Manchon, C. Ducruet, S. Auffret, and B. Dieny, *Phys. Rev. B* **79**, 024423 (2009).
- [54] L. Xue, C. Wang, Y.-T. Cui, L. Liu, A. Swander, J. Z. Sun, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 147201 (2012).
- [55] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno, *Nat. Mater.* **9**, 721 (2010).
- [56] U. H. Pi, K. Won Kim, J. Y. Bae, S. C. Lee, Y. J. Cho, K. S. Kim, and S. Seo, *Appl. Phys. Lett.* **97** (2010).
- [57] M. Hayashi, J. Kim, M. Yamanouchi, and H. Ohno, *Phys. Rev. B* **89**, 144425 (2014).
- [58] C. O. Avci, K. Garello, C. Nistor, S. Godey, B. Ballesteros, A. Mugarza, A. Barla, M. Valvidares, E. Pellegrin, A. Ghosh, I. M. Miron, O. Boulle, S. Auffret, G. Gaudin, and P. Gambardella, *Phys. Rev. B* **89**, 214419 (2014).
- [59] M. Jamali, K. Narayananpillai, X. Qiu, L. M. Loong, A. Manchon, and H. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 246602 (2013).
- [60] J. Torrejon, J. Kim, J. Sinha, and M. Hayashi, *Spin* **6**, 1640002 (2016).
- [61] E. Sagasta, Y. Omori, S. Vélez, R. Llopis, C. Tollan, A. Chuvilin, L. E. Hueso, M. Gradhand, Y. Otani, and F. Casanova, *Phys. Rev. B* **98**, 060410 (2018).
- [62] E. Sagasta, Y. Omori, M. Isasa, M. Gradhand, L. E. Hueso, Y. Niimi, Y. Otani, and F. Casanova, *Phys. Rev. B* **94**, 060412 (2016).
- [63] C. R. Ast, J. Henk, A. Ernst, L. Moreschini, M. C. Falub, D. Pacilé, P. Bruno, K. Kern, and M. Grioni, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 186807 (2007).
- [64] J. C. R. Sánchez, L. Vila, G. Desfonds, S. Gambarelli, J. P. Attané, J. M. De Teresa, C. Magén, and A. Fert, *Nat. Commun.* **4**, 2944 (2013).
- [65] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002).
- [66] K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 036601 (2008).
- [67] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 182509 (2006).
- [68] O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann, *Phys. Rev. B* **82**,

- 214403 (2010).
- [69] J. Kim, Y.-T. Chen, S. Karube, S. Takahashi, K. Kondou, G. Tatara, and Y. Otani, Phys. Rev. B **96**, 140409(R) (2017).
- [70] H. Isshiki, P. Muduli, J. Kim, K. Kondou, and Y. Otani, Phys. Rev. B **102**, 184411 (2020).
- [71] E. Lesne, Y. Fu, S. Oyarzun, J. C. Rojas-Sanchez, D. C. Vaz, H. Naganuma, G. Sicoli, J. P. Attane, M. Jamet, E. Jacquet, J. M. George, A. Barthelemy, H. Jaffres, A. Fert, M. Bibes, and L. Vila, Nat. Mater. **15**, 1261 (2016).
- [72] D. C. Vaz, P. Noël, A. Johansson, B. Göbel, F. Y. Bruno, G. Singh, S. McKeown-Walker, F. Trier, L. M. Vicente-Arche, A. Sander, S. Valencia, P. Bruneel, M. Vivek, M. Gabay, N. Bergeal, F. Baumberger, H. Okuno, A. Barthélémy, A. Fert, L. Vila, I. Mertig, J.-P. Attané, and M. Bibes, Nat. Mater. **18**, 1187 (2019).
- [73] P. Noël, F. Trier, L. M. Vicente Arche, J. Bréhin, D. C. Vaz, V. Garcia, S. Fusil, A. Barthélémy, L. Vila, M. Bibes, and J.-P. Attané, Nature **580**, 483 (2020).
- [74] Y. Shiomi, K. Nomura, Y. Kajiwara, K. Eto, M. Novak, K. Segawa, Y. Ando, and E. Saitoh, Phys. Rev. Lett. **113**, 196601 (2014).
- [75] P. Deorani, J. Son, K. Banerjee, N. Koirala, M. Brahlek, S. Oh, and H. Yang, Phys. Rev. B **90**, 094403 (2014).
- [76] S. Zhang and A. Fert, Phys. Rev. B **94**, 184423 (2016).
- [77] H. Nakayama, M. Althammer, Y. T. Chen, K. Uchida, Y. Kajiwara, D. Kikuchi, T. Ohtani, S. Grägs, M. Opel, S. Takahashi, R. Gross, G. E. W. Bauer, S. T. B. Goennenwein, and E. Saitoh, Phys. Rev. Lett. **110**, 206601 (2013).
- [78] J. Kim, P. Sheng, S. Takahashi, S. Mitani, and M. Hayashi, Phys. Rev. Lett. **116**, 097201 (2016).
- [79] H. Nakayama, Y. Kanno, H. An, T. Tashiro, S. Haku, A. Nomura, and K. Ando, Phys. Rev. Lett. **117**, 116602 (2016).
- [80] M. Althammer, S. Meyer, H. Nakayama, M. Schreier, S. Altmannshofer, M. Weiler, H. Huebl, S. Grägs, M. Opel, R. Gross, D. Meier, C. Klewe, T. Kuschel, J.-M. Schmalhorst, G. Reiss, L. Shen, A. Gupta, Y.-T. Chen, G. E. W. Bauer, E. Saitoh, and S. T. B. Goennenwein, Phys. Rev. B **87**, 224401 (2013).
- [81] Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama, M. Althammer, S. T. B. Goennenwein, E. Saitoh, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **87**, 144411 (2013).
- [82] C. O. Avci, K. Garello, A. Ghosh, M. Gabureac, S. F. Alvarado, and P. Gambardella, Nat. Phys. **11**, 570 (2015).
- [83] P. He, S. S. L. Zhang, D. Zhu, Y. Liu, Y. Wang, J. Yu, G. Vignale, and H. Yang, Nat. Phys. **14**, 495 (2018).
- [84] P. P. J. Haazen, E. Murè, J. H. Franken, R. Lavrijsen, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, Nat. Mater. **12**, 299 (2013).
- [85] S. Emori, U. Bauer, S.-M. Ahn, E. Martinez, and G. S. D. Beach, Nat. Mater. **12**, 611 (2013).
- [86] K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang, and S. Parkin, Nat. Nanotechnol. **8**, 527 (2013).
- [87] J. Torrejon, J. Kim, J. Sinha, S. Mitani, M. Hayashi, M. Yamamotochi, and H. Ohno, Nat. Commun. **5** (2014).
- [88] J. P. Tetienne, T. Hingant, L. J. Martínez, S. Rohart, A. Thiauville, L. H. Diez, K. Garcia, J. P. Adam, J. V. Kim, J. F. Roch, I. M. Miron, G. Gaudin, L. Vila, B. Ocker, D. Ravelosona, and V. Jacques, Nat. Commun. **6**, 6733 (2015).
- [89] T. André, R. Stanislas, J. Émilie, C. Vincent, and F. Albert, EPL **100**, 57002 (2012).
- [90] T. A. Moore, I. M. Miron, G. Gaudin, G. Serret, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel, and M. Bonfim, Appl. Phys. Lett. **93**, 262504 (2008).
- [91] J.-C. Lee, K.-J. Kim, J. 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).
- [92] R. Lavrijsen, P. P. J. Haazen, E. Mure, J. H. Franken, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, Appl. Phys. Lett. **100**, 262408 (2012).
- [93] S. Iihama, T. Taniguchi, K. Yakushiji, A. Fukushima, Y. Shioota, S. Tsunegi, R. Hiramatsu, S. Yuasa, Y. Suzuki, and H. Kubota, Nat. Electron. **1**, 120 (2018).
- [94] V. P. Amin and M. D. Stiles, Phys. Rev. B **94**, 104420 (2016).
- [95] V. P. Amin and M. D. Stiles, Phys. Rev. B **94**, 104419 (2016).
- [96] S.-h. C. Baek, V. P. Amin, Y.-W. Oh, G. Go, S.-J. Lee, G.-H. Lee, K.-J. Kim, M. D. Stiles, B.-G. Park, and K.-J. Lee, Nat. Mater. **17**, 509 (2018).
- [97] D. Go and H.-W. Lee, Phys. Rev. Res. **2**, 013177 (2020).
- [98] D. Go, D. Jo, T. Gao, K. Ando, S. Blügel, H.-W. Lee, and Y. Mokrousov, Phys. Rev. B **103**, L121113 (2021).
- [99] J. Kim, D. Go, H. Tsai, D. Jo, K. Kondou, H.-W. Lee, and Y. Otani, Phys. Rev. B **103**, L020407 (2021).
- [100] J. Kim, J. Uzuhashi, M. Horio, T. Senoo, D. Go, D. Jo, T. Sumi, T. Wada, I. Matsuda, T. Ohkubo, S. Mitani, H.-W. Lee, and Y. Otani, Phys. Rev. Mater. **7**, L111401 (2023).
- [101] W. Gao, L. Liao, H. Isshiki, N. Budai, J. Kim, H.-W. Lee, K.-J. Lee, D. Go, Y. Mokrousov, S. Miwa, and Y. Otani, Nat. Commun. **16**, 6380 (2025).
- [102] H. An, Y. Kageyama, Y. Kanno, N. Enishi, and K. Ando, Nat. Commun. **7**, 13069 (2016).
- [103] S. Ding, A. Ross, D. Go, L. Baldinati, Z. Ren, F. Freimuth, S. Becker, F. Kammerbauer, J. Yang, G. Jakob, Y. Mokrousov, and M. Kläui, Phys. Rev. Lett. **125**, 177201 (2020).
- [104] D. Go, D. Jo, C. Kim, and H.-W. Lee, Phys. Rev. Lett. **121**, 086602 (2018).
- [105] H. Kontani, T. Tanaka, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J. Inoue, Phys. Rev. Lett. **102**, 016601 (2009).
- [106] S. Lee, M.-G Kang, D. Go, D. Kim, J.-H. Kang, T. Lee, G.-H. Lee, J. Kang, N. J. Lee, Y. Mokrousov, S. Kim, K.-J. Kim, K.-J. Lee, and B.-G. Park, Commun. Phys. **4**, 234 (2021).
- [107] H. Hayashi, D. Jo, D. Go, T. Gao, S. Haku, Y. Mokrousov, H.-W. Lee, and K. Ando, Commun. Phys. **6**, 32 (2023).
- [108] A. Bose, F. Kammerbauer, R. Gupta, D. Go, Y. Mokrousov, G. Jakob, and M. Kläui, Phys. Rev. B **107**, 134423 (2023).
- [109] I. Lyalin, S. Alikhah, M. Berritta, P. M. Oppeneer, and R. K. Kawakami, Phys. Rev. Lett. **131**, 156702 (2023).
- [110] Y.-G. Choi, D. Jo, K.-H. Ko, D. Go, K.-H. Kim, H. G. Park, C.

- Kim, B.-C. Min, G.-M. Choi, and H.-W. Lee, *Nature* **619**, 52 (2023).
- [111] D. Lee, D. Go, H.-J. Park, W. Jeong, H.-W. Ko, D. Yun, D. Jo, S. Lee, G. Go, J. H. Oh, K.-J. Kim, B.-G. Park, B.-C. Min, H. C. Koo, H.-W. Lee, O. Lee, and K.-J. Lee, *Nat. Commun.* **12**, 6710 (2021).
- [112] E. Santos, J. E. Abrão, D. Go, L. K. de Assis, Y. Mokrousov, J. B. S. Mendes, and A. Azevedo, *Phys. Rev. Appl.* **19**, 014069 (2023).
- [113] H. Hayashi, D. Go, S. Haku, Y. Mokrousov, and K. Ando, *Nat. Electron.* **7**, 646 (2024).
- [114] C. Du, H. Wang, F. Yang, and P. C. Hammel, *Phys. Rev. B* **90**, 140407 (2014).
- [115] D. Go, D. Jo, K.-W. Kim, S. Lee, M.-G. Kang, B.-G. Park, S. Blügel, H.-W. Lee, and Y. Mokrousov, *Phys. Rev. Lett.* **130**, 246701 (2023).
- [116] Z. Wen, J. Kim, H. Sukegawa, M. Hayashi, and S. Mitani, *AIP Adv.* **6**, 056307 (2016).
- [117] T. C. Chuang, C. F. Pai, and S. Y. Huang, *Phys. Rev. Appl.* **11**, 061005 (2019).
- [118] K. Garello, C. O. Avci, I. M. Miron, M. Baumgartner, A. Ghosh, S. Auffret, O. Boulle, G. Gaudin, and P. Gambardella, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 212402 (2014).
- [119] S. Fukami, T. Anekawa, C. Zhang, and H. Ohno, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 621 (2016).
- [120] G. Yu, P. Upadhyaya, Y. Fan, J. G. Alzate, W. Jiang, K. L. Wong, S. Takei, S. A. Bender, L.-T. Chang, Y. Jiang, M. Lang, J. Tang, Y. Wang, Y. Tserkovnyak, P. K. Amiri, and K. L. Wang, *Nat. Nanotechnol.* **9**, 548 (2014).
- [121] V. Kateel, V. Krizakova, S. Rao, K. Cai, M. Gupta, M. G. Monteiro, F. Yasin, B. Sorée, J. De Boeck, S. Couet, P. Gambardella, G. S. Kar, and K. Garello, *Nano Lett.* **23**, 5482 (2023).
- [122] D. MacNeill, G. M. Stiehl, M. H. D. Guimaraes, R. A. Buhrman, J. Park, and D. C. Ralph, *Nat. Phys.* **13**, 300 (2016).
- [123] J. Grollier, D. Querlioz, K. Y. Camsari, K. Everschor-Sitte, S. Fukami, and M. D. Stiles, *Nat. Electron.* **3**, 360 (2020).
- [124] H. Kurebayashi, G. Finocchio, K. Everschor-Sitte, J. C. Gartside, T. Taniguchi, A. Litvinenko, A. Kumar, J. Åkerman, E. Vasilaki, K. Selçuk, K. Y. Çamsarı, A. Madhavan, and S. Fukami (2025) arXiv:2510.17653.
- [125] A. Kurenkov, S. DuttaGupta, C. Zhang, S. Fukami, Y. Horio, and H. Ohno, *Adv. Mater.* **31**, 1900636 (2019).
- [126] R. Mishra, D. Kumar, and H. Yang, *Phys. Rev. Appl.* **11**, 054065 (2019).
- [127] W. A. Borders, A. Z. Pervaiz, S. Fukami, K. Y. Camsari, H. Ohno, and S. Datta, *Nature* **573**, 390 (2019).
- [128] K. Y. Camsari, R. Faria, B. M. Sutton, and S. Datta, *Phys. Rev. X* **7**, 031014 (2017).
- [129] A. Mizrahi, T. Hirtzlin, A. Fukushima, H. Kubota, S. Yuasa, J. Grollier, and D. Querlioz, *Nat. Commun.* **9**, 1533 (2018).
- [130] H. Li, Z. Chai, W. Dong, J. He, R. Peng, S. Li, Z. Kong, X. Yuan, X. Wang, Z. Yang, H. Lyu, H. Yu, X. Zhou, J. Li, F. Zhou, Y. Li, Z. Xu, T. Min, and L. Lin, *Nat. Electron. advanced online publication* (2025).
- [131] S. Jung, H. Lee, S. Myung, H. Kim, S. K. Yoon, S.-W. Kwon, Y. Ju, M. Kim, W. Yi, S. Han, B. Kwon, B. Seo, K. Lee, G.-H. Koh, K. Lee, Y. Song, C. Choi, D. Ham, and S. J. Kim, *Nature* **601**, 211 (2022).
- [132] J. Torrejon, M. Riou, F. A. Araujo, S. Tsunegi, G. Khalsa, D. Querlioz, P. Bortolotti, V. Cros, K. Yakushiji, A. Fukushima, H. Kubota, S. Yuasa, M. D. Stiles, and J. Grollier, *Nature* **547**, 428 (2017).
- [133] T. Yokouchi, S. Sugimoto, B. Rana, S. Seki, N. Ogawa, Y. Shiomi, S. Kasai, and Y. Otani, *Sci. Adv.* **8**, eabq5652 (2022).
- [134] A. Sengupta and K. Roy, *Appl. Phys. Express* **11**, 030101 (2018).
- [135] S. A. Siddiqui, S. Dutta, A. Tang, L. Liu, C. A. Ross, and M. A. Baldo, *Nano Lett.* **20**, 1033 (2020).
- [136] H. Isshiki, K. Kondou, S. Takizawa, K. Shimose, T. Kawabe, E. Minamitani, N. Yamaguchi, F. Ishii, A. Shiotari, Y. Sugimoto, S. Miwa, and Y. Otani, *Nano Lett.* **19**, 7119 (2019).
- [137] S. Manipatruni, D. E. Nikonorov, C.-C. Lin, T. A. Gosavi, H. Liu, B. Prasad, Y.-L. Huang, E. Bonturim, R. Ramesh, and I. A. Young, *Nature* **565**, 35 (2019).