

Magnetic Octupole Dynamics in d -Wave Altermagnets

Seungyun Han*

Department of Physics, Pohang University of Science and Technology, Pohang 37673, Korea

(Received 7 July 2026, Received in final form 7 August 2026, Accepted 7 August 2026)

Recent studies have revealed that d -wave altermagnets can be understood as systems in which magnetic octupoles constitute the order parameter. This perspective opens a new route for electrically controlling the Néel vector through magnetic octupole currents. In this review, we provide an intuitive picture of magnetic octupole ordering in d -wave altermagnets and systematically summarize recent theoretical advances in Néel vector manipulation based on magnetic octupole currents. Finally, we discuss future prospects for multipolar spintronics.

Keywords : d -wave altermagnets, magnetic octupole dynamics

d 파 교자성체에서의 자기 팔중극 동역학

한승윤*

포항공과대학교 물리학과, 경상북도 포항시 남구 청암로 77, 37673

(2026년 7월 7일 받음, 2026년 8월 7일 최종수정본 받음, 2026년 8월 7일 게재확정)

최근 d 파 교자성체는 자기 팔중극이 질서변수로 정렬된 계로 이해될 수 있음이 밝혀졌다. 이러한 관점은 자기 팔중극 전류를 이용하여 d 파 교자성체의 넬 벡터를 제어할 수 있는 새로운 가능성을 제시한다. 본 총설논문에서는 d 파 교자성체의 자기 팔중극 질서의 직관적인 이해를 시작으로 자기 팔중극 전류 기반 넬 벡터 제어방법의 최근 이론적 연구를 체계적으로 소개하고, 자기 다중극 기반 스핀트로닉스의 향후 발전 방향을 논의한다.

주제어 : d 파 교자성체, 자기 팔중극 동역학

I. 서 론

교자성체(altermagnet)는 최근 활발히 연구되고 있는 새로운 형태의 자성체이다. 실공간에서는 반강자성체와 같이 서로 반대 방향의 자화가 배열되어 순자화(net magnetization)는 0이지만, 역격자 공간에서는 강자성체와 유사한 스핀 분할(spin splitting)이 나타나는 독특한 전자구조를 갖는다[1]. 이러한 스핀 분할은 자성 부격자의 교대 왜곡에 의해 PT 대칭이 깨지면서 발생하며, 스핀-궤도 결합에 의존하지 않는다. 이러한 특성으로 인해 교자성체에서는 비상대론적 스핀 분할, 비정상 홀 효과(anomalous Hall effect), 스핀 전류 생성 등 다양한 물리 현상이 보고되고 있다. 초기 연구는 주로 스핀 공간군(spin space group)을 이용한 대칭성 분석과 전자구조 연구를

중심으로 발전하였다[1].

최근에는 이러한 교자성체를 자기 다중극(magnetic multipole)의 관점에서 이해하려는 새로운 접근이 제안되고 있다. 특히 d 파(d -wave) 교자성체는 자기 팔중극(magnetic octupole)이 질서변수로 정렬된 계로 해석될 수 있음이 밝혀졌다[2,3]. 즉, 각 자성 부격자의 자기 쌍극자(magnetic dipole)는 서로 반대 방향으로 배열되어 순자화는 0이지만, 자기 팔중극은 동일한 부호로 정렬되어 하나의 강 자기 팔중극(ferroic magnetic octupole) 상태를 형성한다. 이러한 해석은 단순히 기존 자성질서를 다른 언어로 표현하는 것뿐만 아니라, 교자성체를 제어하는 새로운 물리적 관점을 제시한다.

강자성체에서 질서변수는 자기 쌍극자이며, 외부에서 스핀

전류를 주입하면 자화 방향을 제어할 수 있다. 이러한 개념은 스핀 전달 토크(spin-transfer torque)와 스핀-궤도 토크(spin-orbit torque)의 기반이 되었으며, 현대 스핀트로닉스의 핵심 원리로 자리 잡았다. 동일한 논리를 d 파 교차성체에 적용하면, 질서변수인 자기 팔중극 역시 외부에서 자기 팔중극 전류(magnetic octupole current)를 주입함으로써 제어될 수 있을 것으로 기대할 수 있다. 다시 말해, 강자성체에서 자기 쌍극자와 스핀 전류의 관계가 교차성체에서는 자기 팔중극과 자기 팔중극 전류의 관계로 자연스럽게 확장될 수 있으며, 이는 교차성체 기반 스핀트로닉스의 새로운 패러다임을 제시한다. 이러한 관점에서 최근에는 자기 팔중극 전류의 생성 메커니즘, 자기 팔중극 수송, 자기 팔중극 토크, 그리고 이를 이용한 d 파 교차성체의 널(Néel) 벡터 제어 등 자기 팔중극 동역학에 관한 연구가 빠르게 발전하고 있다[4-6].

본 총설에서는 d 파 교차성체에서의 자기 팔중극 동역학을 체계적으로 소개한다. 먼저 자기 팔중극 질서의 물리적 의미와 직관적인 이해를 설명한 후, 외부에서 주입한 자기 팔중극 전류에 의한 널 벡터 동역학의 직관적인 이해를 소개한다. 이어서 구체적으로 자기 팔중극 전류의 개념과 생성 메커니즘과 자기 팔중극 전류를 이용한 d 파 교차성체의 널 벡터 제어 메커니즘 등 최근 제안된 다양한 자기 팔중극 기반 현상들을 차례대로 정리한다. 이를 통해 d 파 교차성체에서 자기 팔중극과 자기 팔중극 전류의 관계가 강자성체에서 자기 쌍극자와 스핀 전류의 관계에 대응하는 새로운 물리적 틀임을 제시하고, 향후 자기 팔중극 기반 스핀트로닉스 연구의 발전 방향을 논의하고자 한다.

II. 교차성체의 자기 팔중극 동역학

1. 자기 팔중극 질서의 직관적인 이해

최근 d 파 교차성체(이후부터 간단히 교차성체로 표기)에 자기 팔중극이 질서변수로 정렬되어 있음이 밝혀졌다[2]. 이는 교차성체의 [Fig. 1(a)] 전자 파동함수를 살펴보면 직관적으로 이해할 수 있다.

먼저 A 부격자(sublattice A)를 생각해 보자, Fig. 1(b). 이 부격자는 자화가 $+\hat{y}$ 방향을 향하고 있으므로 전자의 스핀 역시 $+\hat{y}$ 방향으로 정렬된다. 동시에 결정장은 xy 평면에서 45° 방향으로 더 길게 늘어난 형태를 가지므로, 전자는 자연스럽게 $\hat{x} + \hat{y}$ 방향을 향하는 궤도 전자를 선호하게 된다. 실제 교차성체에서는 주로 d 궤도 전자가 중요한 역할을 하지만, 여기서는 물리적 의미를 직관적으로 설명하기 위해 p 궤도 전자를 이용하여 논의를 전개하겠다. 이 경우 A 부격자의 전자 상태는 $(p_x + p_y)$ 궤도 전자가 $+\hat{y}$ 스핀을 갖는 상태로 생각할 수 있다, Fig. 1(b). 중요한 점은 이러한 전자의 스핀 밀도(spin density)가 구형으로 균일하게 분포하지 않는다는 것이다. 스핀 밀도는 $(p_x + p_y)$ 궤도 전자의 공간 분포를 그대로 따라 $\hat{x} + \hat{y}$ 방향으로 길게 퍼진 형태를 갖게 된다. 따라서 부격자 A전자의 공간 분포는 다음과 같이 분해 된다.

$$\left(\frac{x+y}{\sqrt{2}}\right)^2 = \frac{1}{2}(x^2 + y^2) + xy. \quad (1)$$

전자의 스핀 정보까지 합치면, 우변의 첫 번째 항은, 양의 자기 쌍극자 성분에 해당하며($\langle S_y \rangle > 0$) 두 번째는 양의 자기 팔중극 성분에 해당한다($\langle xyS_y \rangle > 0$). Fig. 1(c) 위쪽 패널.

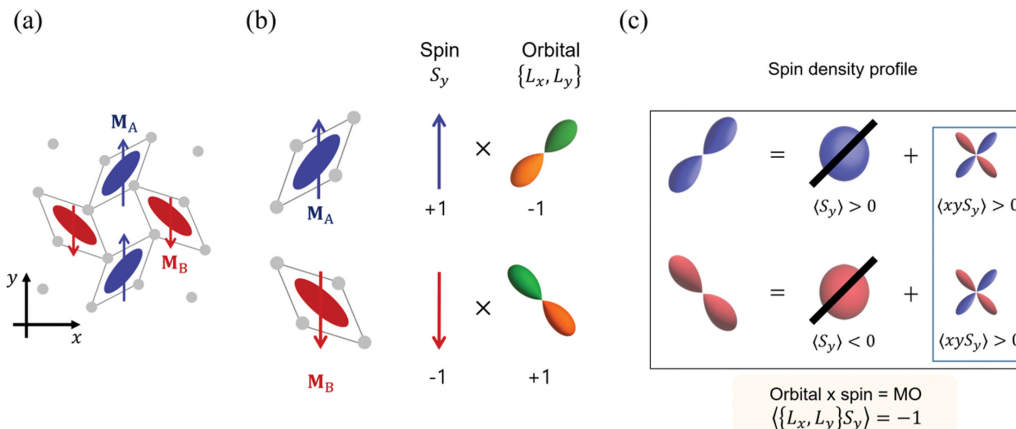


Fig. 1. (Color online) Intuitive picture of magnetic octupole ordering in d -wave altermagnets. (a) Schematic illustration of a d -wave altermagnet. (b) Wavefunction characters of sublattices A and B. The two sublattices possess opposite spin polarization and orbital characters. The orbital anisotropy is described by the quadrupolar operator $\{L_x, L_y\}$. (c) Multipole decomposition of the spin density. The spin density follows the orbital character and exhibits opposite anisotropic distributions on sublattices A (blue) and B (red). While the magnetic dipole components cancel each other, both sublattices generate magnetic octupoles with the same sign, resulting in ferroic magnetic octupole ordering. This figure was adopted and modified from S. Han *et al.*, PRL **135**, 076705 (2025).

즉, 하나의 전자 상태 안에는 자기 쌍극자와 자기 팔중극이 동시에 존재한다. 이제 B 부격자를 살펴보자. B 부격자는 자화가 $-\hat{y}$ 방향을 향하며, 결정장은 $\hat{x}-\hat{y}$ 축 방향으로 더 길게 늘어난 형태를 가진다. 따라서 전자는 $(p_x - p_y)$ 궤도 전자가 $-\hat{y}$ 스핀을 갖는 상태로 이해할 수 있다. 이 경우 부격자 B 전자의 공간분포는 다음과 같이 분해 된다.

$$\left(\frac{x-y}{\sqrt{2}}\right)^2 = \frac{1}{2}(x^2 + y^2) - xy. \quad (2)$$

스핀 정보까지 합치면 우변의 첫 번째 항은, 음의 자기 쌍극자 성분에 해당하며($\langle S_y \rangle < 0$) 두 번째는 양의 자기 팔중극 성분에 해당한다($\langle xyS_y \rangle > 0$). Fig. 1(c) 아래쪽 패널. A와 B 부격자의 기여를 함께 고려하면 자기 쌍극자 성분은 서로 반대 부호를 가져 완전히 상쇄된다. 반면 xyS_y 형태의 자기 팔중극 성분은 동일한 부호를 가지므로 서로 더해진다. 결과적으로 해당 교자성체에는 순자화는 0이지만 자기 팔중극은 유한한 값을 갖는 상태가 된다. 이러한 관점에서 교자성체는 자기 쌍극자가 아니라 자기 팔중극이 한 방향으로 정렬된 강 자기 팔중극 물질로 이해할 수 있다. 이러한 해석은 이후 소개할 자기 팔중극 전류, 자기 팔중극 토크(magnetic octupole torque), 그리고 널 벡터 제어를 이해하는 가장 기본적인 출발점이 된다.

2. $\mathbf{N} \cdot \mathbf{O}_{ij}$ 결합과 자기 팔중극 토크

앞 절에서 살펴본 것처럼 교자성체에는 자기 팔중극이 질서변수로 정렬되어 있다. 이러한 자기 팔중극 질서는 특정 경우에만 존재하는 것이 아니라 교자성체의 대칭성이 필연적으로 요구하는 성질이다. 실제로 교자성체를 정의하는 대칭 연산인($[C_2][C_4]$), 즉 스핀은 180° 회전하고 실공간에서는 90° 회전하는 연산을 고려하면, 널 벡터($\mathbf{N}$)와 자기 팔중극 벡터($\mathbf{O}_{ij}$) 사이에는 $\mathbf{N} \cdot \mathbf{O}_{ij}$ 형태의 결합이 허용됨이 알려져 있다[3]. 여기서 자기 팔중극 벡터는 공간적 형태는 고정된 채 스핀 방향만을 자유도로 갖는 벡터를 의미한다. 예를 들어 $\mathbf{O}_{xy} = xy \otimes (S_x, S_y, S_z)$ 형태이다. 따라서 $\mathbf{N} \cdot \mathbf{O}_{ij}$ 결합은 자기 팔중극이 항상 널 벡터와 같은 방향으로 정렬되려는 경향을 갖는다는 것을 의미한다. 다시 말해, 교자성체에서는 널 벡터와 자기 팔중극이 서로 독립적인 자유도가 아니라 하나의 질서변수를 이루는 두 표현이라고 이해할 수 있다.

이러한 결합은 강자성체에서 스핀 전류가 자화를 제어하는 원리를 교자성체로 자연스럽게 확장할 수 있게 해준다. 강자성체에서는 자화($\mathbf{M}$)와 스핀($\mathbf{S}$) 사이에 $(\mathbf{M} \cdot \mathbf{S})$ 교환결합이 존재하며, 이로 인해 외부에서 스핀 전류를 주입하면 다음과 같은 스핀 토크가 발생한다.

$$\mathbf{T}^{\text{Spin}} = T_{\text{spin}}^{\text{DL}} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{S}) + T_{\text{spin}}^{\text{FL}} \mathbf{M} \times \mathbf{S}. \quad (3)$$

이러한 토크가 스핀 전류에 의한 자화 동역학의 근본적인 원리이며, 스핀 전달 토크와 스핀-궤도 토크의 기반이 된다. 동일한 논리를 교자성체에 적용하면, $(\mathbf{N} \cdot \mathbf{O}_{ij})$ 결합으로 인해 외부에서 자기 팔중극 전류를 주입할 경우,

$$\mathbf{T}^{\text{MO}} = T_{\text{MO}}^{\text{DL}} \mathbf{N} \times (\mathbf{N} \times \mathbf{O}_{ij}) + T_{\text{MO}}^{\text{FL}} \mathbf{N} \times \mathbf{O}_{ij}, \quad (4)$$

형태의 자기 팔중극 토크가 발생한다는 것이 최근 이론적으로 제안되었다[4]. 즉, 강자성체에서 스핀 전류가 자화동역학을 발생 시키는 것과 완전히 대응되게, 자기 팔중극 전류는 교자성체의 널 벡터를 직접 제어할 수 있다. 이 중 실제 실험 상황에서 널 벡터 동역학에 중요한 역할을 하는 것은 식 (4) 우변의 두 번째 항이다($\propto T_{\text{MO}}^{\text{FL}} \mathbf{N} \times \mathbf{O}_{ij}$). 우변의 첫 번째 항은 자기 부격자 A와 B가 주입 방향을 따라 서로 다른 위치에 존재할 때 발생한다. 예를 들어 자기 팔중극 전류가 z 축 방향으로 주입될 경우, 두 부격자의 z 축 방향 위치가 다르다면 이 항이 유한한 값을 갖는다. 다만 실제 시료에서는 A/B와 B/A 적층이 서로 다른 도메인 형태로 공존할 수 있으므로, 이들의 기여는 평균적으로 상쇄되어 전체 효과는 제한적일 것으로 예상된다.

해당 토크는 매우 직관적으로 이해할 수 있다. 자기 팔중극 전류가 교자성체에 주입되면, Fig. 2와 같이 스핀 위 전자(하늘색 테두리 안 전자)는 유사한 궤도 전자의 정보를 가지는 부격자 A로, 스핀 아래 전자(분홍색 테두리 안 전자)는 부격자 B로 주로 주입된다. 그 결과 두 부격자에는 서로 반대 방향의 유효장(노란색 화살표)이 형성된다. 그러나 두 부격자의 자화 방향 자체가 서로 반대이므로 두 토크는 서로 상쇄되지 않고 같은 방향의 널 벡터 회전을 유도하게 된다 $[\mathbf{M}_A \times \mathbf{x} = \mathbf{M}_B \times (-\mathbf{x})]$. 반면 일반적인 반강자성체에서는 특정

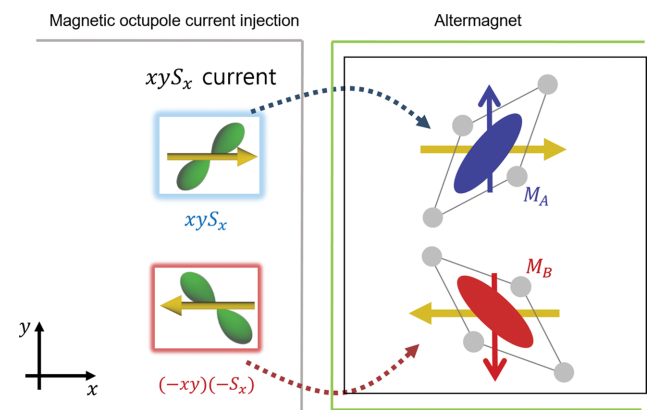


Fig. 2. (Color online) Schematics of magnetic octupole torque. An xyS_x -polarized magnetic octupole is injected into the d -wave altermagnet. The injected magnetic octupole generates effective fields with opposite signs on the two magnetic sublattices (yellow arrows), resulting in a staggered torque acting on the Néel vector.

부격자가 특정 궤도전자 정보를 선호하지 않기 때문에 스핀 위·아래 전자가 두 부격자에 동일하게 주입된다. 따라서 각 부격자에서 발생한 토크는 서로 상쇄되며, 자기 팔중극 전류에 의한 순수한 벡터 동역학은 발생하지 않는다. 즉, 자기 팔중극 토크는 교자성체의 자기 팔중극 질서에서 기인하는 고유한 현상이다.

II. 1과 2 내용을 요약하자면, 교자성체는 자기 팔중극이 한 방향으로 정렬된 강 자기 팔중극 물질로 이해할 수 있으며, 외부에서 자기 팔중극 전류를 주입하면 널 벡터를 직접 제어할 수 있다.

3. 자기 팔중극 전류 생성 방법

앞 절에서 살펴본 것처럼 자기 팔중극 토크를 이용하여 교

자성체의 널 벡터를 제어하기 위해서는 먼저 자기 팔중극 전류를 생성할 수 있어야 한다. 그렇다면 자기 팔중극 전류는 어떤 물질에서, 그리고 어떤 원리로 만들어질 수 있을까?

최근 이론 연구에 따르면 스핀 전류를 효율적으로 생성하는 것으로 잘 알려진 Pt, W, Ta 등의 4d 및 5d 전이금속은 자기 팔중극 전류 역시 매우 효율적으로 생성할 수 있는 것으로 예측되었다[5]. 언뜻 보면 스핀 전류와 자기 팔중극 전류는 서로 전혀 다른 물리량처럼 보이지만, 실제로는 매우 밀접한 관계를 갖는다.

우리는 일반적으로 스핀 전류를 스핀 위 전자와 스핀 아래 전자가 서로 반대 방향으로 흐르는 전류로 이해한다[Fig. 3(a)]. 이때 스핀을 운반하는 전자가 단순한 s-궤도 전자 라면 전자의 스핀 밀도는 구형으로 균일하게 분포하므로 스핀만을

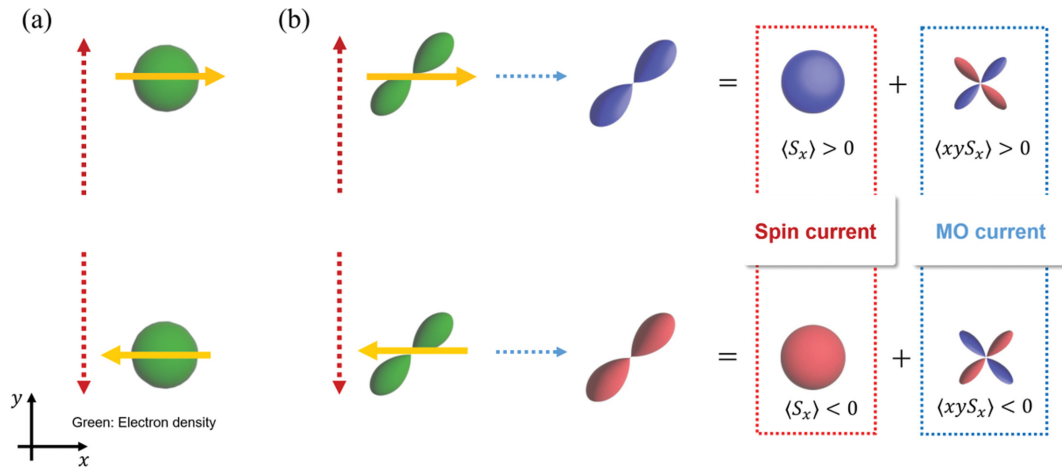


Fig. 3. (Color online) (a) Concept of spin current. (b) Concept of magnetic octupole current. When p -orbital polarized electron is flowing, both spin and magnetic octupole current are generated.

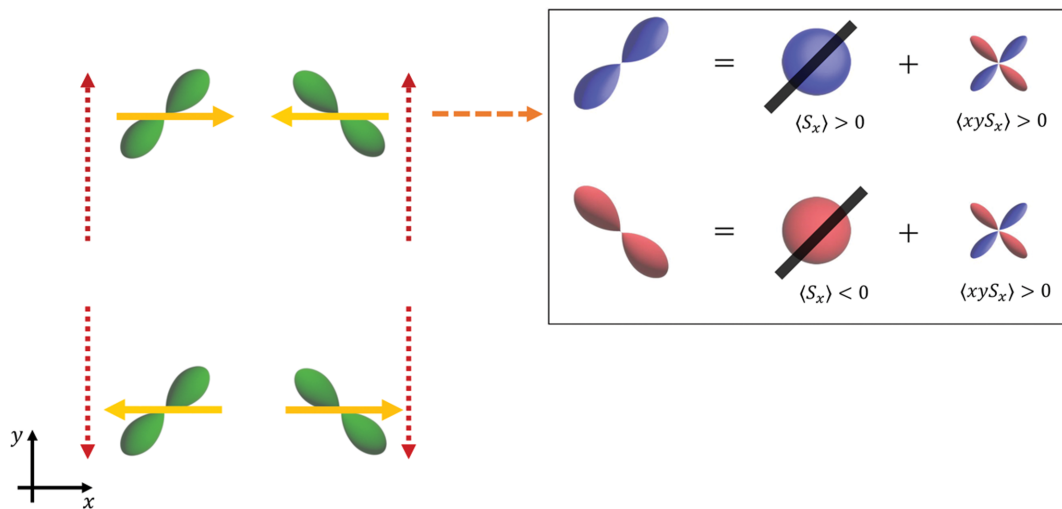


Fig. 4. (Color online) Concept of pure magnetic octupole current. When oppositely polarized x -spin currents flow through different orbital channels, the net spin current vanishes, whereas the magnetic octupole current (xyS_x) remains finite.

운반하게 된다. 그러나 전자가 p -궤도 전자(혹은 d -궤도 전자)와 같이 방향성을 갖는 성분을 가지는 경우에는 상황이 달라진다[Fig. 3(b)]. 이러한 전자의 스핀 밀도 역시 궤도 특성의 공간 분포를 따라 비등방적으로 분포하며, 하나의 전자는 스핀뿐 아니라 자기 팔중극 성분도 동시에 운반하게 된다[Fig. 3(b)]. 즉, 자기 팔중극 전류는 방향성을 가진 궤도 전자(p 혹은 d -궤도 전자)가 스핀을 운반할 때 자연스럽게 함께 생성되는 다중극 전류라고 이해할 수 있다.

이러한 이유로 스핀 홀 효과를 강하게 나타내는 Pt, W, Ta 등의 $4d$ 및 $5d$ 전이금속은 자기 팔중극 홀 효과(magnetic octupole Hall effect) 역시 크게 나타낼 수 있으며, 최근의 이론 계산에서는 자기 팔중극 전도도가 스핀 홀 전도도와 비교할 수 있을 정도로 큰 값을 가질 수 있음이 보고되었다[5]. 특히, 전이금속의 d -궤도 전자는 모두 동일한 방식으로 스핀 전류를 운반하는 것이 아니라, 궤도 종류에 따라 서로 다른 스핀 편극을 가질 수 있다. 예를 들어 전체적으로는 $+\hat{y}$ 방향으로 편극된 스핀 홀 전류만 존재하더라도, 개별 d -궤도 전자만 살펴보면 $+\hat{x}$ 방향 또는 $-\hat{x}$ 방향으로 편극된 성분이 동시에 존재한다(Fig. 4). 전체 스핀을 합하면 이러한 성분들은 서로 상쇄되어 순수한 스핀 전류에는 나타나지 않지만, 각 궤도 전자의 공간 대칭성까지 함께 고려하면 동일한 부호의 자기 팔중극 성분으로 더해질 수 있다(Fig. 4). 따라서 스핀 전류에서는 상쇄되는 성분이 자기 팔중극 전류에서는 오히려 유효한 값을 갖게 된다. 아래 표는, 전기장 방향에 따라 허용되는, 자기 팔중극 홀 성분을 정리에 해당한다. 전기장을 x 방향으로 걸었을 때, 스핀 홀 효과의 스핀 편극 방향은 $\hat{y}$ 에 해당하는 반면, 자기 팔중극은, xyS_x , yzS_z 성분 등, 스핀 편극 방향과 수직한 성분도 허용이 된다.

요약 하자면, 기존 스핀트로닉스에서 널리 사용되는 스핀 홀 물질은 자기 팔중극 전류의 효율적인 발생원으로도 활용될 수 있다. 또한 스핀 홀 효과와 자기 팔중극 홀 효과는 동

일한 미시적 기원을 공유한다. 전이금속에 전기장을 인가하면 비평형 궤도 각위치(orbital angular position) 상태가 형성된다. 이 비평형 비평형 궤도 각위치 상태는 스핀-궤도 결합의 작용으로 일부는 스핀 밀도로, 일부는 자기 팔중극 밀도로 변환된다. 그 결과 각각 스핀 홀 효과와 자기 팔중극 홀 효과가 발생하게 된다[5].

요약 하자면 자기 팔중극 전류는 스핀 전류와 별개의 개념이 아니라, 전자의 궤도 자유도를 함께 고려했을 때 스핀 전류 속에 자연스럽게 존재하는 다중극 성분으로 이해할 수 있다. 이러한 관점은 기존 스핀 홀 효과를 자기 팔중극 홀 효과로 일반화하며, 교자성체를 제어하기 위한 자기 팔중극 전류의 실질적인 생성 방법을 제시한다.

4. 자기 팔중극 토크와 널 벡터 동역학

앞 절들에서 살펴본 것처럼 교자성체는 자기 팔중극이 정렬된 계로 이해할 수 있으며, 자기 팔중극 전류가 주입되면 자기 팔중극 토크가 발생한다. 그러나 강자성체에서 스핀 전류가 자화를 제어하는 논리를 교자성체에 그대로 적용하기 위해서는 한 가지 중요한 점을 확인해야 한다. 즉, 자기 팔중극 토크가 실제로 널 벡터를 주입된 자기 팔중극 방향으로 정렬시키는지를 확인해야 한다. 일반적인 반강자성체의 널 벡터 동역학은 강자성체의 자화 동역학과 다르며, 두 부격자 사이의 강한 교환결합 때문에 외부 토크에 대한 응답도 달라질 수 있어 단순한 문제가 아니다. 따라서 자기 팔중극 토크를 포함한 Landau-Lifshitz-Gilbert 방정식을 풀어 널 벡터가 어떻게 움직이는지를 구체적으로 분석할 필요가 있다.

최근 연구에서는 자기 팔중극 토크가 존재할 때 교자성체의 널 벡터가 주입된 자기 팔중극 방향으로 정렬되려는 동역학을 보인다는 것이 밝혀졌다[6]. 자기 팔중극 전류가 교자성체에 주입되면 두 부격자에는 서로 반대 방향의 유효장이 작용한다(Fig. 2). 즉, 자기 팔중극 토크는 엇갈림 장(staggered

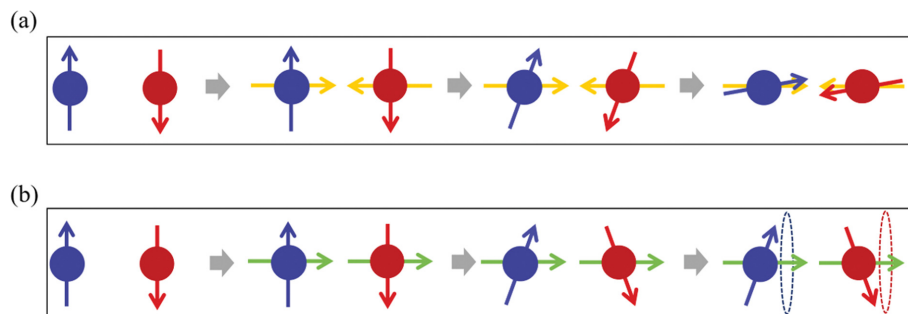


Fig. 5. (Color online) Néel-vector dynamics driven by magnetic octupole torque and spin-orbit torque. (a) Under magnetic octupole torque, a staggered effective field is generated on the two magnetic sublattices, driving the Néel vector to align with the magnetic octupole polarization (yellow arrows). (b) In contrast, spin-orbit torque generates a non-staggered effective field (green arrows), which primarily induces precessional motion of the Néel vector, making deterministic alignment along the desired direction difficult.

field)와 유사한 방식으로 작용한다. 감쇠를 포함한 Landau-Lifshitz-Gilbert 방정식을 풀면, 이러한 엇갈림 장은 널 벡터를 유효장 방향으로 안정적으로 정렬시킨다[Fig. 5(a)]. 따라서 외부에서 주입하는 자기 팔중극의 방향을 조절하면 널 벡터의 방향을 직접 제어할 수 있다. 엇갈림 유효장을 이용한 반강자성체의 제어는 Mn₂Au와 CuMnAs와 같이 두 자기 부격자가 서로 반대되는 국소 반전 비대칭성을 갖는 물질에서 널 스핀-궤도 토크를 통해 구현된 바 있다[7]. 두 메커니즘은 부격자에 반대 방향으로 작용하는 유효장을 통해 널 벡터를 제어한다는 점에서 유사하다. 그러나 널 스핀-궤도 토크는 결정의 국소 대칭성이 전류 유도 스핀 분극을 부격자 의존적으로 만들기 때문에 엇갈림 장이 발생하는 반면, 자기 팔중극 토크에서는 외부에서 주입된 자기 팔중극 자체가 교차성체의 두 부격자와 반대 부호로 결합하여 엇갈림 장을 형성한다. 따라서 자기 팔중극 토크는 널 스핀-궤도 토크와 같은 특수한 국소 반전 비대칭성을 요구하지 않고도, 적절한 자기 팔중극 전류를 주입함으로써 엇갈림 토크를 구현할 수 있다는 차별점을 갖는다.

이는 강자성체에서 스핀 전류가 자화를 제어하는 상황과 매우 유사하다. 강자성체에서는 스핀 전류의 편극 방향이 자화가 정렬되려는 방향을 결정한다. 마찬가지로 교차성체에서는 자기 팔중극 전류의 편극 방향이 널 벡터가 정렬되려는 방향을 결정한다. 이러한 결과는 자기 팔중극 전류와 교차성체의 관계를 강자성체와 스핀 전류의 관계에 대응시킬 수 있음을 보여준다.

이러한 이해는 어떤 교차성체와 중금속 이중층 조합이 180° 널 벡터 스위칭에 적합한지를 판단하는 기준을 제공한다. 가장 단순한 전략은 교차성체에 정렬되어 있는 자기 팔중극과 반대 방향의 자기 팔중극 전류를 주입하는 것이다. 예를 들어 자화 용이축(easy axis)가 x 방향이고 이에 따라 xyS_x 형태의 자기 팔중극이 정렬된 알터마그넷의 경우, $(-xyS_x)$ 로 편극된 자기 팔중극 전류를 주입하면 180° 스위칭을 유도할 수 있다.

그렇다면, 실제 중금속-교차성체 이중층 구조에선 어떤 교차성체를 사용해야 180° 스위칭을 할 수 있을까? 자기 팔중극 홀 효과에 의해 생성되는 자기 팔중극 전류의 형태는 인가한 전기장 방향에 따라 결정된다(Table I). 따라서 앞서 논의한 선택규칙을 이용하면, 특히 면내 자화 용이축(in-plane easy axis)를 갖는 교차성체에서 결정론적인 널 벡터 스위칭

을 구현할 수 있다. 예를 들어 FeSb₂는 면내 자화 용이축을 가지며, xyS_y 자기 팔중극을 가지는 것으로 알려져있다[8], [100] 을 x 축, [010] 을 y 축, 그리고 [001] 을 z 축으로 잡았다. 이 경우 전기장을 x 로 걸어, $-xyS_y$ 전류를 주입해주면 180° 스위칭이 가능하다. 또한 잘 알려진 RuO₂[110] 은, $(x^2 - z^2)S_y$ 자기 팔중극을 가지는 것으로 알려져 있다[3]. 여기서 [110] 은 z 축 성장방향으로 잡았고, [-110] 을 x 축, [001] 을 y 축으로 잡았다. 이 경우도 마찬가지로 전기장을 x 로 걸어주면, 해당 자기 팔중극 전류가 발생하여 180° 스위칭을 할 수 있다.

물론 모든 교차성체가 이러한 선택규칙에 의해서만 스위칭되는 것은 아니다. 필요한 자기 팔중극 전류가 고대칭 중금속에서 자연스럽게 생성되지 않는 경우에는, 중금속의 대칭성을 낮추어 비전형적인 자기 팔중극 홀 효과를 유도하거나, 자기 팔중극 토크와 기존 스핀-궤도 토크를 함께 활용하는 전략이 필요할 수 있다. 예를들어, RuO₂ [001] 의 경우 xyS_z 자기 팔중극을 가지고 있는데, 이를 위해선, 대칭성이 낮은 중금속을 활용해 xyS_z 전류를 만들어주거나, 아님 스핀-궤도 토크와 자기 팔중극 토크가 동시에 작용하면 180° 스위칭이 가능하다는 것이 보고되었다[6]. 여기서 [001] 이 z 축 성장방향, [100] 이 x 축, [010]이 y 축에 해당한다. 이러한 확장된 제어 방법은 다양한 교차성체에서 자기 팔중극 기반 스위칭을 구현하기 위한 중요한 연구 방향이 될 것이다.

마지막으로 이러한 종류의 동역학은 스핀 전류로는 구현하기 어렵다. 스핀 전류는 두 부격자에 동일한 방향의 유효장을 만들기 때문에 비 엇갈림장(non-staggered field)으로 작용한다[Fig. 5(b)]. 이 경우 두 부격자의 자화는 같은 방향으로 기울어지려 하지만, 반강자성체의 강한 교환결합은 두 자화가 서로 반대 방향을 유지하도록 강하게 제한한다. 그 결과 널 벡터는 단순히 주입된 스핀 방향으로 정렬되기도는, 교환장에 의해 강한 세차운동을 하게 된다[Fig. 5(b)]. 이 때문에 일반적인 스핀-궤도 토크만으로는 널 벡터를 원하는 방향으로 안정적으로 정렬시키기 어렵다. 따라서 자기 팔중극 토크는 기존 스핀-궤도 토크보다 교차성체의 널 벡터를 훨씬 더 직접적이고 효율적으로 제어할 수 있는 방법을 제공한다.

5. 전망

본 초설에서는 교차성체를 자기 팔중극이 질서변수로 정렬된 계로 이해하고, 자기 팔중극 전류를 이용하여 널 벡터를

Table I. Symmetrically allowed magnetic octupole components flowing along the z direction under electric fields applied along the x (E_x) and y (E_y) directions through magnetic octupole Hall effect.

E_x	E_y
$xyS_x, yzS_x, (x^2 - z^2)S_y, (2y^2 - x^2 - z^2)S_y$	$xyS_y, xzS_y, (y^2 - z^2)S_x, (2x^2 - y^2 - z^2)S_x$

제어하는 새로운 접근법을 소개하였다. 이러한 관점은 단순히 교자성체만 설명하는 데 그치지 않고, 보다 넓은 범위의 자성체로 확장될 가능성을 갖는다.

특히 순자화는 존재하지 않지만 시간반전대칭이 깨져 강자성체와 유사한 물성을 나타내는 다양한 자성체들로 확장될 가능성이 높다. 대표적으로 Mn_3Sn 과 같은 비공선(non-collinear) 반강자성체에서는 자성 질서가 단순한 자기 쌍극자가 아니라 뭉치(cluster) 자기 팔중극으로 기술될 수 있음이 알려져 있다. 이러한 계에서는 질서변수가 더 이상 자기 쌍극자가 아니므로, 이를 제어하기 위한 외부 구동력 역시 기존의 스핀 전류보다 자기 다중극 전류가 더욱 자연스럽고 효율적인 제어 변수가 될 것으로 기대된다.

이러한 관점은 자성체의 제어 방법을 보다 일반적인 틀에서 바라볼 수 있게 한다. 즉, 질서변수가 자기 쌍극자인 강자성체에서는 스핀 전류가 가장 효과적인 제어 수단이 되며, 질서변수가 자기 팔중극인 교자성체에선 자기 팔중극 전류가 대응되는 제어 변수로 작용한다. 더 나아가 질서변수가 더욱 높은 차수의 자기 다중극으로 구성된 자성체에서는 그에 대응하는 자기 다중극 전류가 새로운 제어 방법을 제공할 가능성이 있다. 이러한 관점은 기존 스핀 전류 기반 스핀트로닉스를 넘어서는 새로운 다중극 스핀트로닉스로 발전할 수 있으며, 앞으로 다양한 자성체에서 새로운 전류 생성 메커니즘과 제어 방법을 탐구하는 중요한 연구 방향이 될 것으로 기대된다.

감사의 글

본 연구는 한국연구재단의 지원을 받아 수행되었음(RS-2024-00356270, RS-2024-00410027, RS-2024-00334933).

References

- [1] L. Šmejkal, J. Sinova, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. X* **12**, 040501 (2022).
- [2] S. Bhowal and N. A. Spaldin, *Phys. Rev. X* **14**, 011019 (2024).
- [3] P. A. McClarty and J. G. Rau, *Phys. Rev. Lett.* **132**, 176702 (2024).
- [4] S. Han, D. Jo, I. Baek, S. Cheon, P. M. Oppeneer, and H.-W. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **135**, 076705 (2025).
- [5] I. Baek, S. Han, and H.-W. Lee, *Phys. Rev. B* **112**, 064421 (2025).
- [6] S. Han, K.-W. Kim, H.-W. Lee, and S. Cheon, *Small* **22**, 23 (2026).
- [7] J. Železný, H. Gao, K. Výborný, J. Zemen, J. Mašek, A. Manchon, J. Wunderlich, J. Sinova, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 157201 (2014).
- [8] I. I. Mazin, K. Koepernik, M. D. Johannes, R. González-Hernández, and L. Šmejkal, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **118**, e2108924118 (2021).