ISSN (Print) 1598-5385
ISSN (Online) 2233-6648
≪해설논문≫ Journal of the Korean Magnetics Society 36(5), 391-396 (2026) https://doi.org/10.4283/JKMS.2026.36.5.391

Understanding *p*-Wave Magnetism in Helimagnetic Systems

Sangyun Lee and Hosub Jin*
Department of Physics, Ulsan National Institute of Science and Technology, Ulsan 44919, Korea

(Received 21 September 2026, Received in final form 23 October 2026, Accepted 26 October 2026)

Helimagnets host *p*-wave magnetism that arises without spin-orbit coupling and with zero net magnetization. This review aims to understand the *p*-wave magnetism of helimagnetic order through simple models. An electron traversing a spin helix experiences the rotating local spin axis as a non-inertial reference frame, and the local spin rotation that unwinds this frame leaves behind a spin-dependent effective gauge field. In a continuum model we introduce the gauge field and derive a minimal Hamiltonian that exhibits *p*-wave magnetism. In a tight-binding model of a helimagnetic chain, we show that the gauge field is expressed as a spin-dependent phase in hopping process. In particular, the same minimal Hamiltonian is obtained even for incommensurate helices with an arbitrary spin rotation angle, and *p*-wave magnetism emerges accordingly. We then survey several candidate materials of *p*-wave magnets and introduce $MnAu_2$, proposed as a room-temperature metallic *p*-wave magnet.

Keywords : *p*-wave magnetism, helimagnet, model calculations, first-principles calculations

나선 자성체에서 *p*-파 자성 이해하기

이상윤 · 진호섭*
울산과학기술원 물리학과, 울산광역시 울주군 언양읍 유니스트길 50, 44919

(2026년 9월 21일 받음, 2026년 10월 23일 최종수정본 받음, 2026년 10월 26일 게재확정)

나선 자성체는 스핀-궤도 결합 없이, 그리고 알짜 자화 없이 *p*-파 자성을 보이는 물리계이다. 본 해설은 나선 자성이 갖는 *p*-파 자성을 간단한 모형을 통해 이해하는 것에 목적이 있다. 스핀 나선을 지나는 전자는 회전하는 국소 스핀축을 비관성 기준계로 경험하며, 이 기준계를 펴는 국소 스핀 회전이 스핀에 의존하는 유효 게이지 장을 남긴다. 연속체 모형에서 게이지 장을 도입하여 *p*-파 자성이 나타나는 최소 해밀토니안을 구한다. 나선 자성 사슬의 밀접 결합 모형에서는 이 게이지 장이 스핀 의존 호핑 위상으로 표현되는 것을 기술한다. 특히, 스핀이 회전하는 각도가 임의의 값으로 주어지는 비정합 나선에서도 동일한 형태의 최소 해밀토니안이 얻어져 *p*-파 자성이 나타난다. 이어서 *p*-파 자성체 후보 물질들을 살펴보고, 나선 자성체 $MnAu_2$를 상온 금속성 *p*-파 자성체 후보로 소개한다.

주제어 : *p*-파 자성, 나선 자성, 모형 계산, 제일원리 계산

I. 서 론

스핀트로닉스에서 전자 스핀의 전기적 제어는 핵심적인 주제이고, 스핀과 운동량을 묶는 표준적인 수단인 상대론적 스핀-궤도 결합(SOC)을 통해 구현 가능했다[1]. 라쉬바 효과(Rashba effect)로 대표되는 상대론적 스핀-운동량 결합(spin-momentum locking)은 운동량 **k**와 –**k**에서 스핀 방향이 반대인 스핀 텍스처(spin texture)를 만들며, 스핀 전류의 생성과 검출, 스핀-전하 변환의 기반이 되어 왔다.

최근 비공선 자기 질서에서 상대론적 효과 없이도 운동량 공간에서 특별한 형태의 스핀 텍스처가 나타난다는 것이 발견되었다. 국소 스핀축이 공간적으로 회전하는 나선 자성체에서는 알짜 자화가 없더라도 서로 반대로 움직이는 전자의 스핀 방향이 반대인 홀수 패리티(odd-parity) 스핀 텍스처가 SOC 없이도 나타날 수 있으며[2], 이러한 상태를 *p*-파 자성체(*p*-wave magnet)라 부른다[3,4]. *p*-파 자성체에서는 스핀에 따른 밴드 분리(band splitting)가 SOC가 아니라 교환 상호작용(exchange interaction)에 의해 정해지기 때문에 매우 큰

© The Korean Magnetics Society. All rights reserved.
*Corresponding author: Tel: +82-52-217-2154, e-mail: hsjin@unist.ac.kr

스핀 분리(spin splitting) 값을 기대할 수 있다.

이러한 큰 스핀 분리는 SOC 기반 메커니즘보다 높은 효율의 스핀트로닉스 응답을 구현할 가능성을 제공하며, 비상대론적 홀수 패리티 스핀 텍스처를 보이는 물질들에서 여러 기능성이 제안되거나 실증되었다. 이론적으로는 CeNiAsO에서 상대론적 Edelstein 효과보다 높은 효율의 비상대론적 Edelstein 효과가 예측되었고[5], 실험적으로는 α-EuP_3에서 외부 자기장 하의 밴드 비대칭성에 의한 비상반 수송(nonreciprocal transport)이[6], 제2종 다강체(type-II multiferroic) NiI_2에서는 강유전 분극과 묶인 스핀 텍스처의 전기적 제어가 구현되었다[7]. 다만 이들 물질은 절연체든 금속이든 자기 질서가 저온에서만 유지되어, 상온에서 동작하는 금속성 *p*-파 자성체는 아직 구현되지 않은 상황이다.

나선 자성체는 *p*-파 자성이 나타나는 가장 자연스러운 무대이다[6,7]. 자기 모멘트가 한 축을 중심으로 일정하게 회전하는 구조에서는, 그 위를 움직이는 전자는 회전하는 스핀축을 기준계(reference frame)로 경험하며, 전자가 나선 자성 사슬의 특정 방향으로 움직일 때 스핀에 의존하는 유효 게이지 장(effective gauge field)을 남긴다[8,9]. 본 해설은 다양한 나선 자성 사슬에서 어떤 형태의 유효 게이지 장이 나타나는지 보이고, 이를 통해 나선 자성체의 *p*-파 자성을 이해하는 것을 목적으로 한다. II절에서는 연속체 모형에서 국소 스핀 회전이 남기는 유효 게이지 장으로 나선 자성체의 *p*-파 스핀 텍스처가 만들어지는 것을 보인다. III절에서는 이산(discrete) 격자의 나선 자성체에서 유효 게이지 장과 *p*-파 자성을 확인한다. 두 자리 모형에서 유효 게이지 장이 호핑(hopping)에 붙는 스핀 의존 위상으로 나타남을 보이고, 정합(commensurate) 나선과 비정합(incommensurate) 나선 사슬에서도 연속체 모형과 동일한 형태의 해밀토니안이 나타남을 보인다. IV절에서는 최근 보고된 후보 물질들과 상온 금속성 *p*-파 자성체의 후보로 제안된 $MnAu_2$를 소개한다. V절에서 간단한 요약과 함께 본 해설 논문을 마무리한다.

II. 연속체 모형(continuum model)

나선 자성체에서 *p*-파 스핀 텍스처는 스핀 공간의 꼬임을 통해 만들어진다. 나선 스핀 구조를 통과하는 전자는 회전하는 스핀축을 비관성 기준계(non-inertial reference frame)로 경험하며, 진행 방향에 따라 스핀 기준계가 시계 방향 또는 반시계 방향으로 회전하므로 스핀에 의존하는 유효 게이지 장이 발생한다(Fig. 1). 이를 나선 자성 사슬의 연속체 모형 $\mathcal{H}=\frac{\mathbf{p}^2}{2m}-J\mathbf{S}\cdot\mathbf{M}(z)$에서 확인할 수 있다. 여기서 **S**는 전자의 스핀 연산자, $\mathbf{M}(z)=M(\cos qz,\sin qz,0)$은 연속적으로 분포

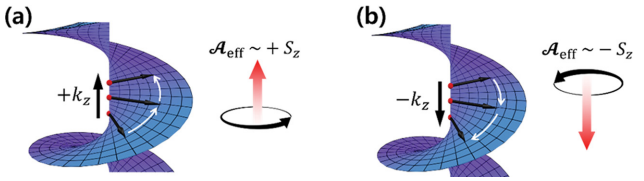


Fig. 1. (Color online) Schematic illustration of the effective gauge field $\mathcal{A}_{\rm eff}$ generated by the twist in spin space. (a) and (b) show that the spin coordinate frame of an electron rotates counterclockwise (clockwise) as the electron moves along the +z (–z) direction on the helimagnetic structure. Adopted from Ref. [15].

한 나선 자기 모멘트이고, *J*는 자기 모멘트와 전자 스핀 사이의 교환 상호작용의 크기이다. 이 문제를 풀기 위해 우리는 나선 자기 모멘트 **M**(*z*)에 의해 휘어진 스핀 공간을 평평한 스핀 공간($\tilde{\mathbf{M}}(z)=M(1,0,0)$)으로 변환시키는 연산을 가하려 한다. 연속 나선 자성 사슬의 해밀토니안에 국소 스핀 회전 $\mathcal{C}\equiv\exp\left(-\frac{i}{\hbar}qzS_z\right)$를 가하면[8,9] $\left[p_z,\mathcal{C}(z)\right]=-qS_z\mathcal{C}(z)$로 인해 다음과 같은 결과를 얻게 된다.

$$\tilde{\mathcal{H}}\equiv\mathcal{C}^{\dagger}\mathcal{H}\mathcal{C}=\frac{1}{2m}\left[p_x^{\,2}+p_y^{\,2}+\left(p_z-qS_z\right)^2\right]$$
$$-JMS_{\tilde{x}}=\frac{\mathbf{p}^2}{2m}-\frac{q}{m}p_zS_z-JMS_{\tilde{x}}, \qquad (1)$$

이 된다. $S_{\tilde{x}}$는 나선 모멘트에 나란한 스핀 성분이고 두 번째 등호에서 상수항을 제외하였다. 이와 같은 변환을 통해, 유효 게이지 장 $\mathcal{A}_{\rm eff}=(0,0,-qS_z)$가 나타나 전자의 운동량과 스핀을 결합시키며, 이것이 *p*-파 스핀 텍스처의 원인이 된다. 다시 말해 식(1)의 두 번째 항에 의해 *z* 방향의 운동량을 갖는 전자는 스핀 기대값 $\langle S_z\rangle$를 갖게 되고, 반대 운동량을 갖는 전자는 반대의 $\langle S_z\rangle$ 값을 갖는 *p*-파 자성 특성을 보인다. 식(1)의 세 번째 항은 전도 전자와 나선 모멘트 사이의 Zeeman형 교환 상호작용으로, 나선축과 수직인 스핀 성분이 나선 자기 모멘트 **M**(*z*)에 나란한지 또는 반대인지에 따라 추가적인 에너지 분리를 준다. 다만 나선 자성체의 알짜 모멘트가 0이므로 이 항 자체는 전자로 하여금 알짜 스핀 모멘트를 만들지 않는다.

III. 나선 사슬 밀접 결합(tight-binding) 모형

1. 스핀 이합체(dimer) 모형

각 원자들의 자기 모멘트 방향이 서로 다른 비공선(noncollinear) 자성체의 전자 구조를 이해하기 위해, 두 스핀의 각도 차이가 ϕ인 비공선 스핀 이합체(dimer)를 먼저 생각하자(Fig. 2). 두 스핀이 이루는 평면의 법선을 *z*축으로 잡으면 해밀토니안은

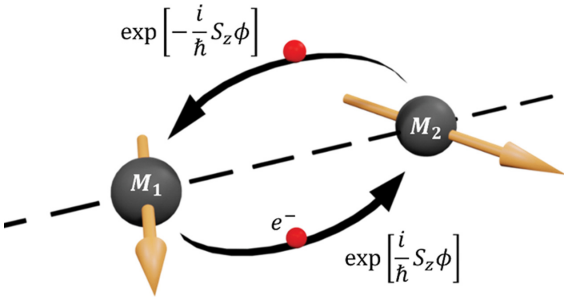


Fig. 2. (Color online) Effective gauge field in the two-site model. An electron hopping between two local moments M_1 and M_2, which are tilted by an angle ϕ, acquires a phase $\exp\left[\mp\frac{i}{\hbar}S_z\phi\right]$ whose sign depends on the hopping direction.

$$\begin{aligned}\mathcal{H} &= -t\sum_{\sigma}\left(c^{\dagger}_{1,\sigma}c_{2,\sigma}+h.c.\right)\\ &\quad -JM\sum_{i=1,2}\sum_{\sigma,\sigma'}\left[S_x\cos\theta_i+S_y\sin\theta_i\right]_{\sigma\sigma'}c^{\dagger}_{i,\sigma}c_{i,\sigma'}\end{aligned} \tag{2}$$

이다. $c^{\dagger}_{i,\sigma}/c_{i,\sigma}$는 i-번째 자리에 스핀 σ를 갖는 전자를 생성/소멸하는 연산자이다. 여기에 국소 스핀 회전 연산자 $\exp\left[-\frac{i}{\hbar}S_z\theta_1\right]\oplus\exp\left[-\frac{i}{\hbar}S_z\theta_2\right]$을 가하면, 변환된 해밀토니안은

$$\begin{aligned}\tilde{\mathcal{H}} &= -t\sum_{\sigma}\left[\exp\left(-\frac{i}{\hbar}S_z\phi\right)\tilde{c}^{\dagger}_{1,\sigma}\tilde{c}_{2,\sigma}+h.c.\right]\\ &\quad -JM\sum_{i=1,2}\sum_{\sigma,\sigma'}\left[S_x\right]_{\sigma\sigma'}\tilde{c}^{\dagger}_{i,\sigma}\tilde{c}_{i,\sigma'}\end{aligned} \tag{3}$$

가 된다. 여기서 $\begin{pmatrix}\tilde{c}_{i,\uparrow}\\ \tilde{c}_{i,\downarrow}\end{pmatrix}=\exp\left[\frac{i}{\hbar}S_z\theta_i\right]\begin{pmatrix}c_{i,\uparrow}\\ c_{i,\downarrow}\end{pmatrix}$의 관계가 있다. 두 비공선 스핀 사이를 뛰어다니는 전자는 자신의 기준계에서 볼 때 호핑 방향에 따라 서로 반대인 유효 게이지 장을 느끼며, 그 형태는 $\exp\left[\mp\frac{i}{\hbar}S_z\phi\right]$로 주어진다.

2. 정합(commensurate) 나선 자성 사슬

인접 자리 사이에서 국소 모멘트가 $2\pi/N$씩 회전하여 자기 초세포(magnetic supercell)가 N개의 자성 원자로 이루어진 N중 나선 자성 사슬의 밀접 결합(tight-binding) 모형을 생각하면(Fig. 3a, N = 3인 경우). 실공간 해밀토니안은 다음과 같이 적힌다.

$$\begin{aligned}\mathcal{H} &= -t\sum_{i,\sigma}\left(c^{\dagger}_{i+1,\sigma}c_{i,\sigma}+h.c.\right)\\ &\quad -JM\sum_{i,\sigma,\sigma'}\left[S_x\cos\left(\frac{2\pi}{N}i\right)+S_y\sin\left(\frac{2\pi}{N}i\right)\right]_{\sigma\sigma'}c^{\dagger}_{i,\sigma}c_{i,\sigma'}\end{aligned} \tag{4}$$

식(4)를 푸리에 변환을 하면 k_z에서의 $N\times N$ 행렬로 주어지는 해밀토니안은 아래와 같이 주어진다.

$$\left[\mathcal{H}_{TB}(k_z)\right]_{nn'}=f_n\delta_{nn'}+h(k_z)\delta_{n,n'+1}+h^{\dagger}(k_z)\delta_{n,n'-1}, \tag{5}$$

여기서, n과 n' = $0,1,\cdots,N-1$, $f_n=-\frac{\hbar}{2}JM\begin{pmatrix}0 & e^{-i\frac{2\pi}{N}n}\\ e^{i\frac{2\pi}{N}n} & 0\end{pmatrix}$, $h(k_z)=-te^{-\frac{ik_zc}{N}}\mathbb{I}_{2\times2}$, 그리고 c는 나선 주기(pitch)이다. 위 해밀토니안의 각 블록에 국소 스핀 회전 연산자 $\mathcal{C}=\oplus_n\exp\left[-\frac{i}{\hbar}\frac{2\pi n}{N}S_z\right]$를 가하면, $\tilde{\mathcal{H}}_{TB}(k_z)=\mathcal{C}^{\dagger}\mathcal{H}_{TB}(k_z)\mathcal{C}$의 대각 블록($n$ = n')은 모두 f_0으로 통일되고, 비대각 블록($n=n'\pm1$)은 스핀 의존 위상 $\exp\left[\mp\frac{i}{\hbar}\frac{2\pi}{N}S_z\right]$를 얻는다. 이를 블록 대각화하면 $\tilde{\mathcal{H}}_{TB}(k_z)=\oplus_m\mathcal{H}_m(k_z)$이고, $m=\frac{1}{2},\frac{3}{2},\ldots,\frac{2N-1}{2}$(mod N)에 대한 각 블록은

$$\mathcal{H}_m(k_z)=\begin{pmatrix}-2t\cos\left\{\frac{c}{N}\left[k_z+\frac{2\pi}{c}\left(m-\frac{1}{2}\right)\right]\right\} & -\frac{\hbar}{2}JM\\ -\frac{\hbar}{2}JM & -2t\cos\left\{\frac{c}{N}\left[k_z+\frac{2\pi}{c}\left(m+\frac{1}{2}\right)\right]\right\}\end{pmatrix}. \tag{6}$$

이다. Fig. 3b는 $N=3$ 나선 자성 사슬의 전자구조와 각 블로흐 상태(Bloch state)의 스핀 기대값 $\langle S_z\rangle_{k_z}$를 함께 그린 것이다. $\langle S_z\rangle_{k_z}=-\langle S_z\rangle_{-k_z}$를 만족하는 p-파 스핀 텍스처가 나타난다. 그러나 세 겹으로 접힌 밴드들이 서로 엉켜 있어, 이

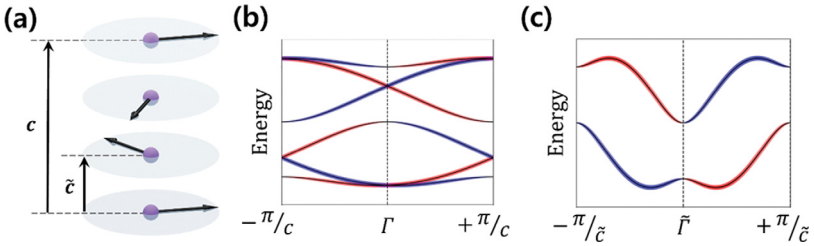


Fig. 3. (Color online) Band folding and unfolding of the N = 3 commensurate helimagnetic chain. (a) Crystal and magnetic structure. c and $\tilde{c}$ denote the lattice constants of the magnetic supercell and the primitive cell, respectively. The rotating arrows indicate the magnetic moments. Band structures in the (b) folded and (c) unfolded Brillouin zones. The line width denotes the magnitude of $\langle S_z\rangle$, and red (blue) indicates a positive (negative) sign. Adopted from Ref. [15].

것을 연속체 모형 식(1)의 유효 게이지 장과 Zeeman형 교환 상호작용 항으로 나누어 해석하기는 어렵다. 가장 분명한 차이는 연속체 모형에서는 **p** = 0일 때에도 Zeeman형 교환 상호작용으로 인해 두 밴드의 분리가 나타나지만, 식(6)은 $k_z = 0$에서 밴드 분리가 나타나지 않는다.

이와 같은 간극을 해소하기 위해 식(6)에서 수정 운동량 $\tilde{k}_z \equiv k_z + qm (q \equiv 2\pi/c)$을 도입하면, $\ell_m(k_z)$의 m 의존성이 사라지고, 수정 운동량 공간에서 밴드 펼침(band unfolding)이 일어난다[10,11]. 식(5)는 사슬 방향으로 $\frac{c}{N}$ 만큼의 부분 병진(fractional translation)과 $\frac{2\pi}{N}$ 스핀 회전을 결합한 연산 $\tilde{T} = C_z^s\left(\frac{2\pi}{N}\right)T_z\left(\frac{c}{N}\right) = \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\frac{c}{N}\left(p_z + qS_z\right)\right]$에 대해 불변인 새로운 대칭성을 갖게 된다. $\tilde{T}^N = C_z^s(2\pi)\times T_z(c) = -T_z(c)$이고, 마이너스 부호는 스피너(spinor)의 2π 회전에서 온다. 식(5)의 블로흐 상태를 $|k_z, m, p\rangle$라 표시할 때, 이는 블로흐 정리 $\tilde{T}^N|k_z, m, p\rangle = -e^{-ik_z c}|k_z, m, p\rangle$를 만족하며, 동시에 $\tilde{T}$ 연산에 대해서도 다음과 같은 관계를 만족한다.

$$\tilde{T}|k_z, m, p\rangle = e^{-ik_z\frac{c}{N}}e^{-i\frac{2\pi}{N}m}|k_z, m, p\rangle = e^{-i\frac{c}{N}(k_z+qm)}|k_z, m, p\rangle \quad (7)$$

이다. 여기서, p는 두 블로흐 상태의 스핀 중 나선 사슬과 수직인 성분이 나선 자성 모멘트에 나란한지(p = 1) 반대인지(p = 2)를 가리킨다. 식(7)에 따르면 $|k_z, m, p\rangle$는 $\tilde{T}$를 유효 원시 병진 연산자(effective primitive translation operator)로 작용하고, 해당 연산을 가했을 때 고유값이 $e^{-i\frac{c}{N}(k_z+qm)} = e^{-i\frac{c}{N}\tilde{k}_z}$으로 주어진다. 따라서 수정 운동량 $\tilde{k}_z$를 도입하면 $|k_z, m, p\rangle \to |\tilde{k}_z, p\rangle$으로 나타낼 수 있고, $|\tilde{k}_z, p\rangle$는 다음과 같은 일반화된 블로흐 정리[12]를 만족한다.

$$\tilde{T}|\tilde{k}_z, p\rangle = e^{-i\tilde{k}_z\frac{c}{N}}|\tilde{k}_z, p\rangle. \quad (8)$$

수정 운동량 공간에서의 해밀토니안은 확장된 브릴루앙 영역(Brillouin zone)[$-N\pi/c$, $+N\pi/c$] 위에서

$$\mathcal{h}(\tilde{k}_z) = -2t\cos\left[\frac{c}{N\hbar}\left(\hbar\tilde{k}_z\mathbb{I} - qS_z\right)\right] - JMS_{\tilde{x}} \quad (9)$$

로 주어진다. N = 3일 때 확장된 브릴루앙 영역에서의 전자 구조는 Fig. 3c를 참고하라. 식(9)를 $\tilde{k}_z$에 대해 2차까지 전개를 하면

$$\mathcal{h}(\tilde{k}_z) \approx \frac{{p_z}^2}{2m^*}\mathbb{I}_{2\times2} - \frac{q}{m^*}p_z S_z - JMS_{\tilde{x}} \quad (10)$$

으로 적을 수 있다. 여기서 $m^* \equiv N^2\hbar^2/\left(2c^2t\right)$, $p_z \equiv \hbar\tilde{k}_z$이다. 식(10)의 결과로부터 우리는 N중 나선 자성 사슬에서 연속체 모형 식(1)과 같은 결과가 나오는 것을 알 수 있다.

3. 비정합(incommensurate) 나선 자성 사슬

나선 사슬의 인접 자기 모멘트 사이 회전각이 임의의 각도 θ로 그리고 원자 간격이 d로 주어질 때, 실공간 밀접 결합 해밀토니안은

$$\begin{aligned}\mathcal{H} = &-t\sum_{n,\sigma}\left(c^\dagger_{n+1,\sigma}c_{n,\sigma} + h.c.\right)\\ &- JM\sum_{n,\sigma,\sigma'}\left[S_x\cos n\theta + S_y\sin n\theta\right]_{\sigma'\sigma}c^\dagger_{n,\sigma'}c_{n,\sigma},\end{aligned} \quad (11)$$

이다. 앞선 문제들과 동일하게, 모든 나선 자기 모멘트를 한 방향($\tilde{x}$축)에 정렬시키는 국소 스핀 회전 연산자 $\mathcal{C} = \oplus_n \exp\left[-\frac{i}{\hbar}n\theta S_z\right]$는 각 자리의 스피너를

$$\begin{pmatrix}\tilde{c}_{n,\uparrow}\\ \tilde{c}_{n,\downarrow}\end{pmatrix} = \exp\left(\frac{i}{\hbar}n\theta S_z\right)\begin{pmatrix}c_{n,\uparrow}\\ c_{n,\downarrow}\end{pmatrix} \quad (12)$$

로 변환하며, 이에 따라 식(11)은

$$\begin{aligned}\tilde{\mathcal{H}} = &-t\sum_{n,\sigma,\sigma'}\left[\exp\left(\frac{i}{\hbar}\theta S_z\right)_{\sigma'\sigma}\tilde{c}^\dagger_{n+1,\sigma'}\tilde{c}_{n,\sigma} + h.c.\right]\\ &- JM\sum_{n,\sigma,\sigma'}\left[S_{\tilde{x}}\right]_{\sigma'\sigma}\tilde{c}^\dagger_{n,\sigma'}\tilde{c}_{n,\sigma}\end{aligned} \quad (13)$$

가 된다. 임의의 각도 θ에서 원래의 밀접 결합 모형은 병진 대칭을 갖지 않지만, 국소 스핀 회전 연산자를 통해 변환된 물리계는 주기 d의 병진 대칭이 복원된다. 푸리에 변환 $\tilde{c}^\dagger_{n,\sigma} = \sum_{k_z}e^{ik_z nd}\tilde{c}^\dagger_{k_z,\sigma}$에 의해 식(13)은 운동량 공간에서

$$\mathcal{h}(k_z) = \sum_{\sigma,\sigma'}\left\{-2t\cos\left[\frac{d}{\hbar}\left(\hbar k_z\mathbb{I}_{2\times2} - qS_z\right)\right] - JMS_{\tilde{x}}\right\}_{\sigma'\sigma}\tilde{c}^\dagger_{k_z,\sigma}\tilde{c}_{k_z,\sigma} \quad (14)$$

가 되며, $k_z \in \left[-\frac{\pi}{d}, \frac{\pi}{d}\right]$, $q = \frac{\theta}{d}$이다. 식(14)의 행렬 표현을 2차까지 전개를 하면

$$\mathcal{h}(k_z) \approx \frac{{p_z}^2}{2m^*}\mathbb{I}_{2\times2} - \frac{q}{m^*}p_z S_z - JMS_{\tilde{x}} \quad (15)$$

로 적히고, $p_z = \hbar k_z$, $m^* = \frac{\hbar^2}{2td^2}$이다. 역시 임의의 스핀 회전 각도를 갖는 나선 자기 사슬의 해밀토니안인 식(15)는 식(1)에 대응된다. 따라서 연속체 모형, 정합 나선, 비정합 나선 모두 식(1)과 동일한 해밀토니안으로 귀결되며, p-파 자성체를 기술하게 된다.

IV. *p*-파 자성체 후보 물질

나선 자성체와 같은 비공선 보상 자성체(noncollinear compensated magnet)의 *p*-파 스핀 텍스처는 최근 활발히 탐구되고 있으며, 여러 물질에서 실험적으로 검증되기 시작했다. NiI_2는 판데르발스 층상 절연체로, 약 60 K 아래에서 proper-screw 나선 질서를 갖는다[7]. 제2종 다강성(multiferroicity) 덕분에 나선 자성의 손지기(chirality)가 강유전 분극과 묶여 있어 분극을 뒤집으면 스핀 분극이 함께 반전되며, 이를 원형 광전류 효과(circular photogalvanic effect)로 검출한 것이 *p*-파 자성체의 전기적 스위칭을 보인 첫 사례이다. $Gd_3(Ru_{0.95}Rh_{0.05})_4Al_{12}$는 breathing kagome 금속간 화합물로, Rh을 소량 치환하여 모체의 비정합 나선을 정합 주기로 고정시킨 계이다[13]. 해당 금속간 화합물에서는 이론적으로 예측한 전도도 이방성이 확인되었으나, 나선 질서는 20 K 아래에서만 유지된다. 또 다른 *p*-파 자성 물질 후보군 중 하나인 α-EuP_3는 흑린과 구조적으로 가까운 층상 준금속이다[6]. 결정 자체는 중심대칭이지만 손지기를 갖는 저온의 나선상에서만 비상반(nonreciprocal) 저항이 나타나 나선 자성과 외부 자기장이 만든 밴드 비대칭성이 그 기원임을 보여준다. CeNiAsO는 이론 주도로 제시된 후보로, 중심대칭 격자 위에 놓인 두 부분 격자의 공면(coplanar) 비공선 배열이 반전 대칭을 깨어 전도 밴드에 홀수 패리티 스핀 분리를 만든다[14].

최근 상온 금속성 *p*-파 자성체의 후보로 나선 자성체 $MnAu_2$가 제안되었다[15]. $MnAu_2$는 공간군 I4/mmm의 체심정방 구조를 가지며[16], (001) Mn 층 안에서 강자성으로 정렬한 모멘트가 인접 층 사이에서 일정 각도로 회전하여 *c*축 방향 나선을 이룬다(Fig. 4a). 보고된 나선 자성의 임계온도 T_C는 335~370 K이고[17-19], 300 K에서 측정된 국소 모멘트 2.82 μ_B는 10 K 값 3.50 μ_B의 약 80%로 상온에서도 나선 질서가 견고함을 보여준다[18]. 층간 회전각은 5 K에서 60°, 250 K에서 40°로 보고되어 있다[18,20].

밀도 범함수 방법론을 이용한 $MnAu_2$의 제일원리 계산 결과는 Fig. 4에서 보이는 바와 같다. *c*축 방향으로 4배 늘린 자기 초세포에서 밴드 구조는 $k_z = \pm\pi/8c$ 면에서 서로 반대인 스핀 텍스처와 $k_z = 0$ 면에서의 스핀 소멸을 보여 *p*-파 자성의 특징을 드러내지만, 부피비 8배만큼 접혀 있어 III절의 두 밴드 구조는 드러나지 않는다(Fig. 4b). 이를 펼치면 $\tilde{N}^*$–$\tilde{\Gamma}$–$\tilde{N}$ 선을 따라 반대 극성의 스핀 텍스처가 나타나고 $\tilde{X}$–$\tilde{\Gamma}$ 선에는 텍스처가 없다(Fig. 4c). 페르미 면은 여러 개의 pocket, sheet, torus로 이루어지며 모두 *p*-파 텍스처를 보인다. 수직 절단면에서 $\tilde{M}$ 점을 중심으로 하는 원형 전자 포켓은 단일 밴드로 구성되고, 적도에 스핀 기대값이 0이 되는 선을 갖는 반대칭 텍스처를 보인다(Fig. 4d). 제일원리 계산

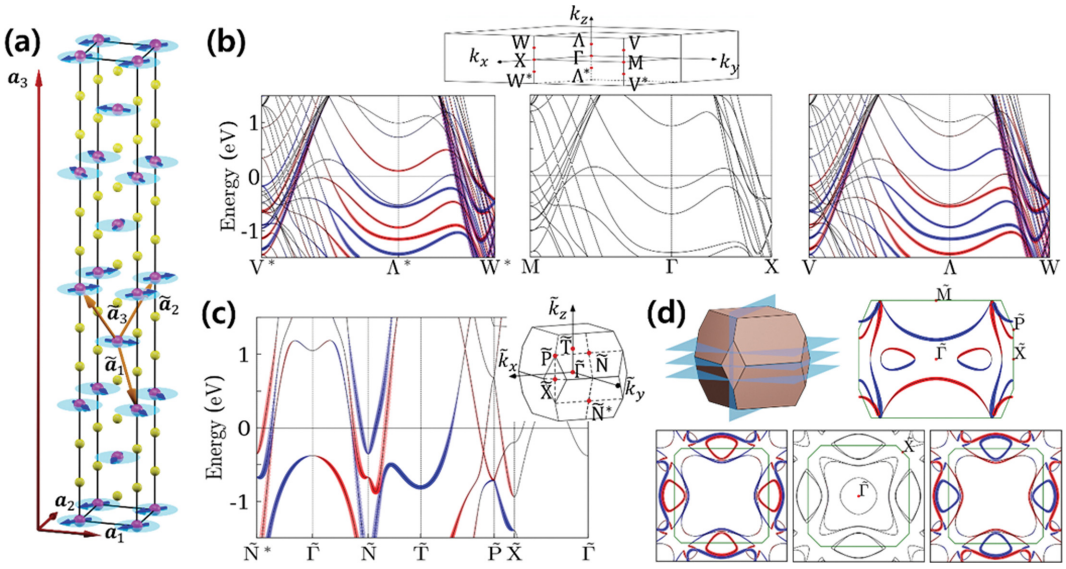


Fig. 4. (Color online) Metallic *p*-wave magnetism in helimagnetic $MnAu_2$. (a) Crystal and magnetic structures. Purple and yellow spheres represent Mn and Au atoms, respectively. Blue arrows denote the magnetic moments of Mn. $\boldsymbol{a}_i$ and $\tilde{\boldsymbol{a}}_i$ are the unit vectors of the supercell and the primitive cell, respectively. (b) Band structure with $\langle S_z \rangle$ in the Brillouin zone of the magnetic supercell. (c) Unfolded band structure. The $\tilde{\Gamma}$–$\tilde{N}^*$ and $\tilde{\Gamma}$–$\tilde{N}$ lines are related by time reversal combined with a twofold rotation about the helical axis, and the $\tilde{\Gamma}$–$\tilde{X}$ line is chosen to show that the spin texture vanishes in the $k_z = 0$ plane. The tilde denotes **k**-points in the unfolded Brillouin zone, and the asterisk denotes **k**-points with the sign of k_z reversed. (d) Fermi surfaces with $\langle S_z \rangle$ textures on several planes of the primitive Brillouin zone. The top-right panel is the (–110) vertical plane, and the bottom panels are the $k_z = -\frac{2\pi}{4c}$, 0, and $\frac{2\pi}{4c}$ planes. The color scheme is the same as in Fig. 3. Adopted from Ref. [15].

과 기존 실험 결과를 조합하면 나선 자성체인 $MnAu_2$는 상온에서 금속성 p-파 자성 물질 후보라 할 수 있다.

V. 요 약

나선 자성체에서 p-파 스핀 텍스처는 격자의 뒤틀림이 아니라 스핀 공간의 꼬임에서 비롯된다. 나선 구조를 지나는 전자는 나선 자기 모멘트와 함께 회전하는 국소 스핀축을 비관성 기준계로 경험한다. 국소 스핀 회전을 통해 비관성 기준계를 관성 기준계로 대응시키면 스핀에 의존하는 유효 게이지 장이 남고, 이 게이지 장에 의해 p-파 스핀 텍스처가 생긴다. 비공선 보상 자성체의 p-파 자성은 여러 물질에서 실험적으로 확인되고 있으며, 335~370 K의 T_C를 갖는 나선 자성체 $MnAu_2$는 제일원리 계산을 통해 p-파 스핀 텍스처가 확인되어 상온 금속성 p-파 자성체의 후보로 제안되었다.

References

[1] A. Manchon, H. C. Koo, J. Nitta, S. M. Frolov, and R. A. Duine, Nat. Mater. **14**, 871 (2015).
[2] S. Hayami, Y. Yanagi, and H. Kusunose, Phys. Rev. B **101**, 220403(R) (2020).
[3] A. B. Hellenes, T. Jungwirth, R. Jaeschke-Ubiergo, A. Chakraborty, J. Sinova, and L. Šmejkal, arXiv:2309.01607 (2023).
[4] B. Brekke, P. Sukhachov, H. G. Giil, A. Brataas, and J. Linder, Phys. Rev. Lett. **133**, 236703 (2024).
[5] A. Chakraborty, A. B. Hellenes, R. Jaeschke-Ubiergo, T. Jungwirth, L. Šmejkal, and J. Sinova, Nat. Commun. **16**, 7270 (2025).
[6] A. H. Mayo, D.-A. Deaconu, H. Masuda, Y. Nii, H. Takahashi, R. V. Belosludov, S. Ishiwata, M. S. Bahramy, and Y. Onose, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **122**, e2405839122 (2025).
[7] Q. Song, S. Stavrić, P. Barone, A. Droghetti, D. S. Antonenko, J. W. F. Venderbos, C. A. Occhialini, B. Ilyas, E. Ergeçen, N. Gedik, S.-W. Cheong, R. M. Fernandes, S. Picozzi, and R. Comin, Nature **642**, 64 (2025).
[8] T. Fujita, M. B. A. Jalil, S. G. Tan, and S. Murakami, J. Appl. Phys. **110**, 121301 (2011).
[9] S. G. Tan, S.-H. Chen, C. S. Ho, C.-C. Huang, M. B. A. Jalil, C. R. Chang, and S. Murakami, Phys. Rep. **882**, 1 (2020).
[10] W. Ku, T. Berlijn, and C.-C. Lee, Phys. Rev. Lett. **104**, 216401 (2010).
[11] V. Popescu and A. Zunger, Phys. Rev. Lett. **104**, 236403 (2010).
[12] L. M. Sandratskii, J. Phys.: Condens. Matter **3**, 8565 (1991).
[13] R. Yamada, M. T. Birch, P. R. Baral, S. Okumura, R. Nakano, S. Gao, M. Ezawa, T. Nomoto, J. Masell, Y. Ishihara, K. K. Kolincio, I. Belopolski, H. Sagayama, H. Nakao, K. Ohishi, T. Ohhara, R. Kiyanagi, T. Nakajima, Y. Tokura, T. Arima, Y. Motome, M. M. Hirschmann, and M. Hirschberger, Nature **646**, 837 (2025).
[14] Y. Yu, M. B. Lyngby, T. Shishidou, M. Roig, A. Kreisel, M. Weinert, B. M. Andersen, and D. F. Agterberg, Phys. Rev. Lett. **135**, 046701 (2025).
[15] H. Jeong, S. Lee, J. Shin, J.-W. Yoo, C. Sohn, Y. S. Oh, and H. Jin, arXiv:2606.14246 (2026).
[16] E. O. Hall and J. Royan, Acta Crystallogr. **12**, 607 (1959).
[17] A. J. P. Meyer and P. Taglang, J. Phys. Radium **17**, 457 (1956).
[18] Y. Nagata, T. Hagii, H. Samata, T. Uchida, S. Abe, C. F. Sung, and M. D. Lan, J. Alloys Compd. **284**, 47 (1999).
[19] H. Masuda, T. Seki, J. Ohe, Y. Nii, H. Masuda, K. Takanashi, and Y. Onose, Nat. Commun. **15**, 1999 (2024).
[20] A. Herpin and P. Meriel, J. Phys. Radium **22**, 337 (1961).