

Microscopic Origin of Orbital Hall Effect

Dongwook Go^{1,2*}

¹Department of Physics, Korea University, Seoul 02841, Korea

²Center for Quantum Dynamics of Angular Momentum, Pohang 37673, Korea

(Received 10 July 2026, Received in final form 24 August 2026, Accepted 24 August 2026)

The electron wave function carries an orbital degree of freedom in addition to charge and spin, although orbital angular momentum has long been regarded as largely quenched in solids by crystal fields. This review discusses the microscopic mechanism of the orbital Hall effect as a nonequilibrium dynamical unquenching of orbital angular momentum. Focusing on orbital texture—the momentum-space variation of orbital character in Bloch wave functions—we show how an electric field mixes radial and tangential orbital bands and generates orbital angular momentum absent in equilibrium. Combined with the electron group velocity, this produces a transverse orbital current independently of spin-orbit coupling. We then explain how spin-orbit coupling converts the generated orbital angular momentum into spin angular momentum, connecting the orbital and spin Hall effects. Finally, we review experimental probes, including orbital torque, orbital accumulation, and the inverse orbital Hall effect, and discuss challenges involving the definition of orbital current, interface engineering, and orbital relaxation.

Keywords : orbital Hall effect, orbital texture, orbital torque, spin-orbit coupling

오비탈 홀 효과의 미시적 근원

고동욱^{1,2*}

¹고려대학교 물리학과, 서울특별시 성북구 안암로 145, 02841

²양자 각운동량 동역학 센터, 경북 포항시 남구 청암로 77, 37673

(2026년 7월 10일 받음, 2026년 8월 24일 최종수정본 받음, 2026년 8월 24일 게재확정)

전자 파동함수는 전하와 스핀뿐 아니라 오비탈 자유도를 가지지만, 고체에서 오비탈 각운동량은 결정장에 의한 오비탈 급랭으로 대부분 소멸된다고 오랫동안 여겨져 왔다. 본 해설논문에서는 오비탈 홀 효과를 비평형 상태에서 일어나는 오비탈 각운동량의 동역학적 급랭 해제로 해석하고, 그 미시적 메커니즘을 논의한다. 특히 블로흐 파동함수의 오비탈 성분이 운동량 공간에서 변화하는 오비탈 텍스처에 주목하여, 전기장이 방사형 및 접선형 오비탈 밴드를 혼합함으로써 평형 상태에서는 존재하지 않는 오비탈 각운동량을 생성하는 과정을 설명한다. 이렇게 생성된 오비탈 각운동량은 전자의 군속도와 결합하여 스핀-궤도 결합 없이도 횡방향 오비탈 전류, 즉 오비탈 홀 효과를 유도한다. 이어서 스핀-오비탈 결합이 오비탈 각운동량을 스핀 각운동량으로 변환함으로써 오비탈 홀 효과와 스핀 홀 효과를 연결하는 과정을 살펴본다. 마지막으로 오비탈 토크, 오비탈 축적, 역오비탈 홀 효과 등의 실험적 검출 방법을 정리하고, 오비탈 전류의 정의, 계면 설계, 오비탈 완화 메커니즘과 관련된 주요 과제를 논의한다.

주제어 : 오비탈 홀 효과, 오비탈 텍스처, 오비탈 토크, 스핀-궤도 결합

I. 서론: 스핀트로닉스를 넘어 오비트로닉스로

전자의 파동함수는 전하와 스핀뿐 아니라 오비탈이라는 또 하나의 자유도를 가진다. 원자물리에서 오비탈 각운동량은 전자의 양자 상태를 구분하는 기본 물리량이다. 그러나 고체물

리에서는 오랫동안 결정장(crystal field)에 의해 오비탈 각운동량이 소멸된다는 관점이 지배적이었다[1]. 고립된 원자와 달리 결정 속 전자는 격자 퍼텐셜을 느끼며, 이로 인해 에너지 고유상태는 $p_x \pm ip_y$ 또는 $d_{xz} \pm id_{yz}$ 와 같은 각운동량 고유상태보다 p_x, p_y, p_z 혹은 d_{xy}, d_{yz}, d_{zx} 같은 실수 오비탈에 가

까운 형태를 띠는 경우가 많다. 이러한 현상을 오비탈 급랭 (orbital quenching)이라고 하며, 이러한 이유로 오비탈 각운동량은 스핀에 비해 고체 내 수송 자유도로 활용하기 어렵다고 여겨져 왔다.

하지만 최근 오비트로닉스 연구는 이러한 전통적 관점이 비평형 수송 현상을 설명하기에는 충분하지 않음을 보여주고 있다. 예를 들어, 스핀-궤도 결합 (spin-orbit coupling)의 크기가 미미한 구리(Cu) 산화물 박막이나[2-4] Ti[5,6], Cr[7,8] 등과 같은 경금속(light metal)에서도 매우 큰 각운동량 생성 및 변환 현상이 여러 실험을 통해 보고되었다. 이러한 결과가 시사하는 바는 명확하다. 평형 상태에서 오비탈 각운동량의 기대값은 결정장에 의해 0에 가까울 수 있지만, 블로흐(Bloch) 파동함수 안에 내재된 오비탈 자유도 자체가 사라지는 것은 아니다. 오히려 전기장, 전류, 계면, 산란과 같은 비평형 조건이 주어지면, 서로 다른 오비탈 성분들이 동적으로 혼성되고 상대적인 위상을 획득하면서 숨겨져 있던 오비탈 자유도가 다시 활성화될 수 있다. 따라서 오비탈 각운동량은 더 이상 정적인 원자 물리량으로만 이해될 수 없으며, 고체 내에서 생성되고 흐르며 다른 자유도와 변환될 수 있는 동역학적 수송 자유도로 재해석되고 있다.

본 해설논문에서는 이러한 오비탈 자유도의 동역학적 활성화로부터 나타나는 대표적인 현상인 오비탈 홀 효과(orbital Hall effect)에 초점을 맞춘다. 오비탈 홀 효과는 전하 전류가 흐를 때 전류 방향에 수직인 방향으로 오비탈 각운동량의 흐름, 즉 오비탈 전류가 생성되는 현상이다. 이는 스핀 홀 효과가 전하 전류를 스핀 전류로 변환하는 것과 유사하지만, 그 미시적 기원은 스핀-궤도 결합이 아니라 블로흐 파동함수의 오비탈 구조와 그 운동량 의존성에 있다는 점에서 근본적으로 다르다. 본 해설논문에서는 특히 오비탈 홀 효과의 미시적 메커니즘, 오비탈 텍스처(orbital texture)의 역할을 소개하고자 한다. 한편, 본 논문에서는 오비탈 텍스처 자체보다는

오비탈 텍스처로부터 오비탈 홀 효과가 어떻게 나타나는지에 초점을 맞춘다. p 및 d 오비탈 계에서 오비탈 텍스처의 미시적 근원에 대해서는 참고문헌[9]를, 오비탈 텍스처에 의한 일반적인 오비탈 동역학에 대한 설명은 참고문헌[10]을 참조하기 바란다.

II. 오비탈 텍스처: 운동량 공간에서 오비탈 특성의 정렬

오비탈 홀 효과를 이해하기 위해서는 먼저 오비탈 텍스처가 무엇인지 명확히 해야 한다. 블로흐 상태는 어느 오비탈에서 기원하는지로부터 오비탈 특성을 부여할 수 있다. 예를 들어, 실공간에서 $\mathbf{R}$ 에 위치한 오비탈 $\phi_{p,\mathbf{R}}$ 을 아래와 같이 선형 결합하면 p_x 특성을 갖는 블로흐 상태를 표현할 수 있다.

$$|u_{p,k}\rangle = \sum_{\mathbf{R}} e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{R}-\mathbf{r})} |\phi_{p,\mathbf{R}}\rangle \quad (1)$$

마찬가지로 p_y 특성을 갖는 블로흐 상태도 비슷하게 표현된다. 그러나 일반적으로 이러한 상태가 하밀토니안의 고유상태가 되는 것은 아니며, 하밀토니안의 고유상태가 되는 블로흐 상태는 결정구조의 대칭성에 따라 서로 다른 오비탈 특성을 갖는 블로흐 상태의 선형결합으로 표현된다. 이러한 선형결합의 정도는 $\mathbf{k}$ 에 따라 달라지는데, 이처럼 블로흐 상태의 오비탈 특성이 $\mathbf{k}$ 에 따라 변하는 구조를 오비탈 텍스처라고 한다.

가장 단순한 예시는 2차원 p_x, p_y 오비탈 텍스처 모델인데, 운동량을 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 라고 쓰면 오비탈 특성이 $\mathbf{k}$ 방향에 평행하게 정렬된 방사형(radial) 텍스처와 그에 수직인 접선형(tangential) 텍스처를 갖는 블로흐 상태는 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$\begin{aligned} |u_{r,k}\rangle &= \cos \phi_k |u_{p_x,k}\rangle + \sin \phi_k |u_{p_y,k}\rangle, \\ |u_{t,k}\rangle &= -\sin \phi_k |u_{p_x,k}\rangle + \cos \phi_k |u_{p_y,k}\rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

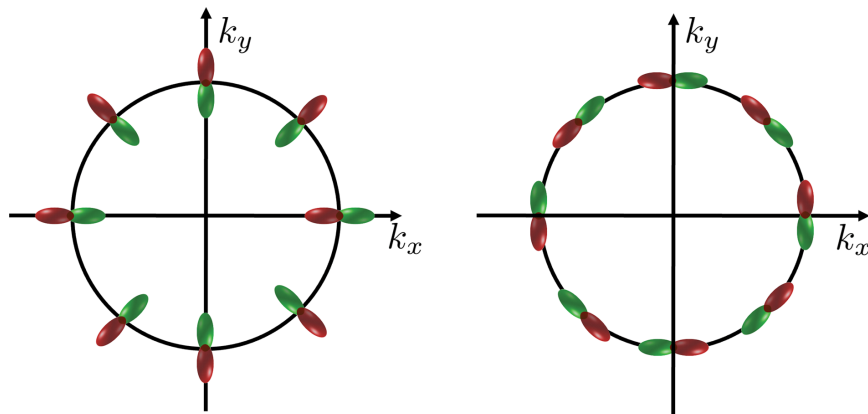


Fig. 1. (Color online) Radial orbital texture (left) and tangential orbital texture (right) in a two-dimensional orbital model.

여기서 $\phi_k = \arctan(k_y/k_x)$ 는 $\mathbf{k}$ 벡터의 각도로 정의한다. Fig. 1에 2차원 p_x, p_y 오비탈 텍스처가 페르미 면(Fermi surface) 위에 표시되어 있다. 이러한 방사형 및 접선형 텍스처는 다양한 p 오비탈 물질에서 발견되며, 대표적으로 실리콘(Si)의 원자가띠(valence band)에서 관측된다.

방사형 밴드와 접선형 밴드는 일반적으로 서로 다른 에너지를 갖는다. 이는 전자의 운동 방향에 대해 오비탈이 어떻게 놓여 있는지에 따라 도약 진폭(hopping amplitude)이 달라지기 때문이다. 예를 들어 p -오비탈 계에서 전자가 오비탈이 향하는 방향으로 이동하면 σ -결합 성격이 강해지고, 수직 방향으로 이동하면 π -결합 성격이 강해진다. 이러한 도약 진폭의 이방성은 방사형 및 접선형 오비탈 밴드의 에너지 분리를 만들고, 오비탈 텍스처의 미시적 근원이 된다[9].

중요한 점은 $u_{p,k}$ 와 u_{nk} 가 모두 실수 오비탈 조합이라는 것이다. 따라서 이들 각각의 오비탈 각운동량 기대값은 0이다.

$$\langle u_{r(l)k} | \mathbf{L} | u_{r(l)k} \rangle = 0. \quad (3)$$

즉, 오비탈 텍스처가 존재한다고 해서 곧바로 평형 상태에서 오비탈 모멘트가 나타나는 것은 아니다. 방사형과 접선형 블로흐 상태에 대해 오비탈 각운동량 기대값이 사라지는 이유는 공간반전(P) 및 시간반전(T) 대칭성에 기인하는데, 이 두 상태에 P 와 T 를 결합한 PT 연산을 적용하면 자기 자신으로 대응된다. 즉, 방사형과 접선형 블로흐 상태는 PT 연산과의 공통된 고유상태로, 자성이 없고 중심대칭(centrosymmetric)인 물질에서 구현된다고 할 수 있다. 한편, 이 두 대칭성 중 하나가 깨지면 오비탈 각운동량이 평형상태에서도 나타날 수 있다.

오비탈 텍스처는 오비탈 각운동량이 이미 존재한다는 뜻이 아니라, 전기장과 같은 외부 섭동(perturbation)이 작용했을 때 오비탈 각운동량이 생성될 수 있는 구조가 블로흐 파동함수 안에 숨어있다는 뜻에 가깝다. 이러한 특성은 스핀과 오비탈의 본질적 차이라고 할 수 있는데, 공간반전 대칭과 시간반전 대칭이 모두 성립하는 상황에서 스핀은 라쉬바(Rashba) 상호작용과 같은 직접적인 스핀-운동량 결합이 금지된다. 따라서 스핀 자유도만으로는 중심대칭 전이금속의 큰 스핀 홀 효과를 설명할 수 없다. 반면 공간반전 대칭과 시간반전 대칭이 존재하더라도 오비탈은 격자의 방향성과 직접 결합한다. 비록 오비탈 각운동량은 없더라도 블로흐 상태의 오비탈 특성은 운동량 공간에서 텍스처를 가진다. 다음 절에서 보듯이 외부에서 전기장을 인가하면 오비탈 텍스처가 동적으로 변화하며 오비탈 각운동량과 오비탈 전류가 생성된다.

한편, 이러한 오비탈 텍스처는 p 오비탈 계에만 국한되지 않는다. 대표적으로 전이금속의 d -오비탈에서도 유사한 구조가 나타난다. 예를 들어 d_{3z^2} , d_{yz} , d_{zx} , $d_{x^2-y^2}$, d_{xy} 오비탈의 공간 이방성은 전자의 운동량 방향에 따라 섞이는 정도가 달라

지고, 이 때문에 d -오비탈 텍스처가 나타난다. d -밴드가 페르미 에너지(Fermi energy) 근처에 놓인 전이금속에서는 이러한 오비탈 혼성화가 매우 풍부하게 나타나며, 이는 큰 오비탈 홀 전도도의 주요 원인이 된다.

III. 전기장 유도 오비탈 각운동량 생성과 오비탈 홀 효과

외부 전기장($\mathbf{E}$)이 걸리면 전자가 가속되며 운동량 $\mathbf{k}$ 가 변화한다. 이에 따른 계의 변화는 크게 두 가지 효과로 요약할 수 있다: (1) $\mathbf{k}$ 의 변화에 따른 페르미 면(Fermi surface)의 이동에 의한 분포함수의 변화, (2) 전기장에 의한 파동함수의 변화. (1)의 경우, 충분히 많은 시간이 흐르면 전자의 가속과 산란에 의한 효과가 상쇄되며 정상상태에 도달한다고 가정하면 정상상태에서 운동량의 평균 변화량은 $\Delta \mathbf{k} = -e\mathbf{E}\tau/\hbar$ 가 된다. 여기서 τ 는 운동량 완화(relaxation) 시간이다.

그러나 이러한 준고전적(semi-classical) 묘사에서는 파동함수의 양자 동역학 효과를 기술하지 못한다. (2)는 이러한 양자역학적 효과를 기술한다. 비평형 상태에서 일반적으로 파동함수의 중첩이 변화하게 되고, 이는 전자의 산란효과와 무관한 소위 진성(intrinsic) 전도효과의 메커니즘이 된다. 오비탈 텍스처가 있을 때 외부에서 전기장이 인가되면 블로흐 상태의 중첩이 발생하며 이 텍스처가 동역학적으로 활성화된다. 이 과정에서 평형상태에서는 급랭상태에 있던 각운동량이 동적으로 생성되는데, 이것이 오비탈 홀 효과의 미시적 근원이 된다[11].

일반적으로 외부에서 전기장이 가해질 때 에너지 고유상태 블로흐 상태의 변화는 아래와 같이 섭동이론을 이용해 식을 표현할 수 있다:

$$|\delta u_{nk}\rangle = \sum_{n' \neq n} \frac{|u_{n'k}\rangle \langle u_{n'k} | e\mathbf{E} \cdot \mathbf{r} | u_{nk}\rangle}{E_{nk} - E_{n'k} + i\eta}. \quad (4)$$

운동량 공간에서 위치연산자는 $\mathbf{r} = i\partial_{\mathbf{k}}$ 로 표현할 수 있으므로

$$|\delta u_{nk}\rangle = ie\mathbf{E} \cdot \sum_{n' \neq n} \frac{|u_{n'k}\rangle \langle u_{n'k} | \partial_{\mathbf{k}} | u_{nk}\rangle}{E_{nk} - E_{n'k} + i\eta}. \quad (5)$$

가 된다. 이 식에 따르면 블로흐 상태가 중첩되는 정도는 운동량 공간에서 블로흐 상태의 밴드 특성이 얼마나 빨리 변하는지($\partial_{\mathbf{k}} u_{nk}$ 항)에 비례하는 것을 볼 수 있다. 방사형, 접선형 오비탈 특성을 갖는 블로흐 상태[식(2)]에 적용하면

$$\begin{aligned} |\partial_{\mathbf{k}} u_{rk}\rangle &= (\partial_{\mathbf{k}} \phi_k) |u_{rk}\rangle, \\ |\partial_{\mathbf{k}} u_{lk}\rangle &= -(\partial_{\mathbf{k}} \phi_k) |u_{rk}\rangle \end{aligned} \quad (6)$$

가 되는 것을 보일 수 있다. 한편, $\partial_{\mathbf{k}} \phi_k = \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{k} / |\mathbf{k}|^2$ 를 만족

하기 때문에, 외부에서 전기장이 가해지면 방사형, 접선형 텍스처를 갖는 블로흐 상태는 아래와 같이 중첩된다:

$$\begin{aligned} |\tilde{u}_{rk}\rangle &= |u_{rk}\rangle + i \frac{e\mathbf{E} \cdot \partial_k \phi_k}{\Delta_k} |u_{ik}\rangle = |u_{rk}\rangle + i \frac{e\mathbf{E} \cdot (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{k})}{|\mathbf{k}|^2 \Delta_k} |u_{ik}\rangle, \\ |\tilde{u}_{ik}\rangle &= |u_{ik}\rangle + i \frac{e\mathbf{E} \cdot \partial_k \phi_k}{\Delta_k} |u_{rk}\rangle = |u_{ik}\rangle + i \frac{e\mathbf{E} \cdot (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{k})}{|\mathbf{k}|^2 \Delta_k} |u_{rk}\rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

여기서 $\Delta_k = E_{rk} - E_{ik}$ 는 방사형 밴드와 접선형 밴드의 에너지 차이이다.

여기서 주목할 부분은 전기장에 의해 추가되는 섭동항이 순허수라는 점이다. $|u_{rk}\rangle \pm i |u_{ik}\rangle$ 상태가 $L_z = \pm \hbar$ 만큼의 오비탈 각운동량을 갖는 것을 생각하면, 전기장에 의해 유도된 상태는 각운동량을 갖는다는 것을 알 수 있다. 방사형과 접선형 기저에서 각운동량 연산자는

$$L_z = \hbar \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

가 되므로 전기장에 의한 섭동상태에 대한 오비탈 각운동량의 기대값은

$$\begin{aligned} \langle \tilde{u}_{rk} | L_z | \tilde{u}_{rk} \rangle &= + \frac{2e\hbar \mathbf{E} \cdot \partial_k \phi_k}{\Delta_k} = + \frac{2e\hbar \mathbf{E} \cdot (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{k})}{|\mathbf{k}|^2 \Delta_k}, \\ \langle \tilde{u}_{ik} | L_z | \tilde{u}_{ik} \rangle &= - \frac{2e\hbar \mathbf{E} \cdot \partial_k \phi_k}{\Delta_k} = - \frac{2e\hbar \mathbf{E} \cdot (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{k})}{|\mathbf{k}|^2 \Delta_k} \end{aligned} \quad (9)$$

가 되는 것을 알 수 있다. 즉, 평형상태에서 방사형 및 접선형 오비탈 텍스처를 가진 블로흐 상태는 오비탈 각운동량을 갖지 않지만, 외부 전기장을 걸어 유도된 비평형 양자상태는 유한한 각운동량을 가지게 된다. 이렇게 유도된 각운동량의 크기는 두 가지 조건에 의해 결정된다. 첫째, 방사형 밴드와 접선형 밴드의 에너지 갭(Δ_k)이 작을수록 커진다. 둘째, 오비탈 텍스처가 운동량 공간에서 더 급변할수록($\partial_k \phi_k$)

커진다.

따라서 외부전기장이 x 방향으로 작용한다고 가정하면 $k_y > 0$ 영역과 $k_y < 0$ 영역에서 전기장이 유도하는 오비탈 각운동량의 부호가 서로 반대가 된다. 즉, 전기장은 $\mathbf{k}$ -공간의 위쪽과 아래쪽에 서로 반대 부호의 L_z 를 만든다. 운동량 공간의 모든 점유상태(occupied state)에 대해 오비탈 각운동량을 더하면 0이 되는데, 이 결과는 시스템에 시간반전대칭이 있기 때문이다. 한편 $k_y > 0$ 에 위치한 전자상태와 $k_y < 0$ 에 위치한 전자상태는 각각 $+y$, $-y$ 방향 속도 성분을 갖는다. 따라서 두 영역에서 생성된 오비탈 각운동량은 부호가 반대이고, 전자의 횡방향(y) 운동 방향도 반대이다. 이 두 부호가 곱해지면 오비탈 전류 기여는 같은 방향으로 더해진다. 결과적으로 전체 오비탈 모멘트는 $\mathbf{k}$ -공간 적분에서 상쇄될 수 있지만, 오비탈 전류는 상쇄되지 않고 유한하게 남는다. 이것이 오비탈 홀 효과인데, 이에 대한 모식도가 Fig. 2에 나와 있다.

지금까지 논의한 메커니즘을 세 단계로 요약하면 다음과 같다:

1. 결정 내 블로흐 파동함수는 운동량 공간에서 오비탈 텍스처를 가진다.
2. 외부에서 전기장이 가해지면 파동함수의 중첩이 일어나며 두 오비탈 텍스처 밴드가 혼성되게 되고, 오비탈 각운동량이 $\mathbf{k} \times \mathbf{E}$ 방향으로 유도된다.
3. 유도된 오비탈 각운동량의 전체 합은 0이지만, 각운동량과 속도의 곱은 유한하기 때문에 횡방향 오비탈 전류가 생성된다.

이 설명은 오비탈 홀 효과가 왜 오비탈 급랭과 모순되지 않는지를 분명히 보여준다. 오비탈 급랭은 평형 상태의 에너지 고유상태에서 오비탈 모멘트가 0이라는 말이다. 반면 오비탈 홀 효과는 전기장이 걸린 비평형 정상상태에서 발생하는 현상이다. 전기장은 평형 고유상태들을 서로 혼성시키고, 그 결과 평형 상태에는 없던 오비탈 각운동량이 동역학적으로 생성된다. 따라서 오비탈 홀 효과는 “소멸되어 있던 오비

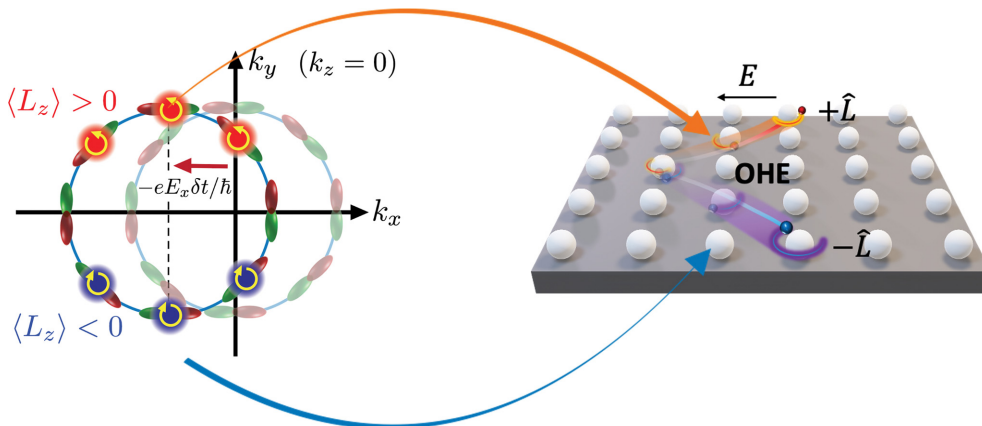


Fig. 2. (Color online) Electric-field-induced orbital angular momentum (left) and the resulting orbital Hall effect (right). Adapted from Refs. [5,11].

탈 각운동량이 전기장에 의해 다시 풀려나는” 동역학적 반-급랭(unquenching) 현상으로 이해할 수 있다.

IV. 오비탈 홀 효과와 스핀 홀 효과의 관계

오비탈 홀 효과는 스핀 홀 효과의 근원이라 할 수 있다. 오비탈 홀 효과는 스핀-궤도 결합과 상관없이 나타나는 현상이다. 스핀-궤도 결합을 추가로 고려하면 오비탈 홀 효과의 변화는 미미하지만, 스핀 각운동량이 오비탈 각운동량의 방향에 대해 평행 또는 반평행 방향으로 정렬되며 Fig. 3과 같이 오비탈 홀 효과와 스핀 홀 효과가 함께 발생하게 된다[11,12].

이러한 관계는 중심대칭 전이금속에서 특히 중요하다. Pt, W, Ta와 같은 물질은 공간반전 대칭과 시간반전 대칭을 가지면서도 큰 스핀 홀 효과를 보인다. 스핀 자유도만으로 보면, 이런 벌크 결정에서 직접적인 운동량-스핀 결합은 P , T 대칭성에 의해 금지되므로 큰 스핀 홀 효과의 기원을 설명하기 어렵다. 그러나 오비탈 자유도를 포함하면 상황이 달라진다. 먼저 전기장이 오비탈 텍스처를 통해 오비탈 전류를 만들고, 이후 스핀-궤도 결합이 이 오비탈 전류를 스핀 전류로 변환한다. 이런 관점에서 스핀 홀 효과는 많은 전이금속에서 오비탈 홀 효과의 후속 결과로 이해될 수 있다.

스핀-궤도 결합의 역할은 생성된 오비탈 각운동량과 스핀 각운동량을 서로 정렬시키는 것이고, $\langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \rangle$ 의 부호에 따라 오비탈 홀 효과와 스핀 홀 효과의 상대적 부호가 달라진다. 훈트(Hund)의 법칙에 따르면 d 오비탈이 절반보다 적게 채워진 Ta, W와 같은 물질에서는 $\langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \rangle < 0$ 이기 때문에 오비탈 홀 효과와 스핀 홀 효과가 반대 부호로 나타난다. 한편, d 오비탈이 절반 이상 채워진 Pt, Au 계열에서는 $\langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \rangle > 0$ 이 되어 두 효과가 같은 부호로 나타난다. Fig. 4에 소개된 제일원

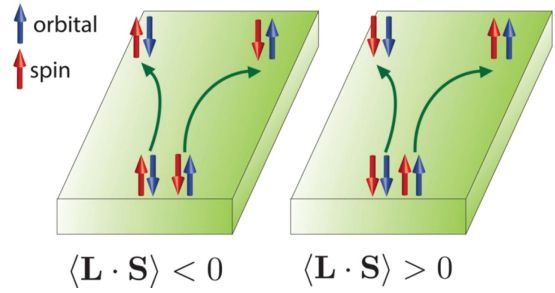


Fig. 3. (Color online) Relationship between the orbital Hall effect and the spin Hall effect mediated by spin-orbit coupling. Adapted from Ref. [11].

리(first-principles) 계산결과[13]에 따르면 오비탈 홀 효과는 대체로 d 오비탈의 원자가와 큰 상관이 없는 것을 볼 수 있지만, 스핀 홀 효과는 $\langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \rangle$ 를 결정하는 d 오비탈의 원자가에 따라 부호가 달라짐을 볼 수 있다. 한편, 스핀 홀 효과는 Pt와 W와 같은 중금속에서만 크기가 큰 편이지만, 오비탈 홀 효과는 대부분의 전이금속에서 매우 큰 크기를 가지는 것을 볼 수 있다.

이 관점은 물질 설계 전략을 제시하는데, 기존 스핀트로닉스에서는 큰 스핀 홀 효과를 얻기 위해 무거운 원소와 강한 스핀-궤도 결합을 찾는 것이 일반적이었다. 그러나 스핀 홀 효과가 오비탈 홀 효과에 기원하기 때문에 스핀 홀 효과의 크기를 키우기 위해서는 오비탈 홀 효과의 크기를 키워야 한다. 또한, 오비탈 홀 효과에 의한 오비탈 전류의 생성과 오비탈 각운동량을 스핀으로 전환하는 과정은 물리적으로 다르기 때문에, 이종접합구조(heterostructure)에서 오비탈 각운동량을 생성하는 층과 오비탈 각운동량을 스핀으로 전환하는 층을 물리적으로 분리하면 각 과정의 효율을 최적화 할 수 있고 최종적으로 훨씬 더 큰 스핀 전류를 생성할 수 있다.

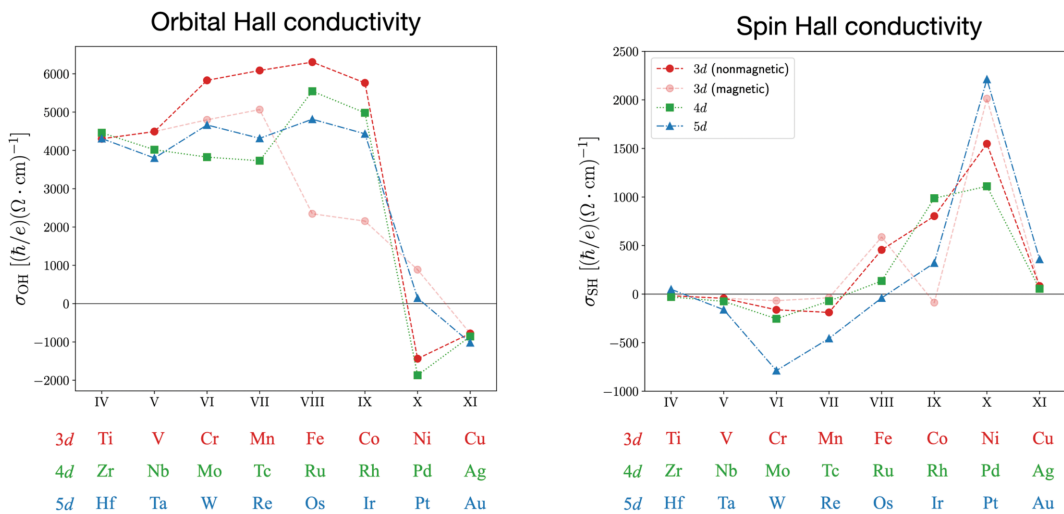


Fig. 4. (Color online) Orbital Hall conductivity (left) and spin Hall conductivity (right) in transition metals. Adapted from Ref. [13].

V. 오비탈 홀 효과의 실험적 검출

오비탈 전류는 전하를 직접 운반하지 않기 때문에 검출이 쉽지 않다. 오비탈 전류는 표면 오비탈 축적, 오비탈-스핀 변환, 오비탈 토크, 역효과 등을 통해 간접적으로 검출해야 한다. 첫 번째 방법은 오비탈 토크(orbital torque) 측정이다 [14,15]. 오비탈 홀 효과가 큰 비자성층 옆에 강자성층을 붙이면, 비자성층에서 생성된 오비탈 전류가 강자성층으로 주입된다. 강자성층 내부 또는 계면에서 스핀-궤도 결합에 의해 오비탈 각운동량이 스핀 각운동량으로 변환되면, 자화에 토크가 작용하여 자화의 방향이 변화하게 된다.

두 번째 방법은 오비탈 축적을 광학적으로 검출하는 것이다. 오비탈 홀 효과가 존재하면 시료의 표면 또는 가장자리에 서로 반대 부호의 오비탈 각운동량이 축적될 수 있다. 이 표면 오비탈 축적은 반사광의 커 회전(Kerr rotation)을 유도할 수 있다. 특히 Ti, Cr처럼 스핀-궤도 결합이 약한 금속에서는 스핀 축적과 스핀에 의한 광학 신호가 작기 때문에, 신호가 오비탈 축적에 의해 지배된다[5,8].

세 번째 방법은 역 오비탈 홀 효과(inverse orbital Hall effect)를 이용하는 것이다. 예를 들어 강자성체의 자화 세차가 스핀 전류를 만들고, 이 스핀 전류가 강자성체 내부에서 오비탈 전류로 부분 변환된 뒤, 인접 비자성층에서 횡방향 전하 전류로 변환될 수 있다. 이 경우 전압 신호를 통해 오비탈-전하 변환을 검출할 수 있다[16]. 한편, 초고속 레이저 펄스로 금속 이중접합을 여기하면 매우 짧은 시간 동안 비평형 오비탈 전류와 스핀 전류가 생성될 수 있다. 이들이 계면에서 전하 전류로 변환되면 THz 전자기파가 방출된다[17]. THz 측정은 오비탈-스핀-전하 변환의 시간 스케일을 조사할 수 있다는 장점이 있지만, 여러 변환 과정이 동시에 관여하므로 해석에는 정교한 모델이 필요하다.

VI. 향후 과제와 전망

오비탈 홀 효과는 오비트로닉스의 중심 현상으로 자리 잡고 있지만, 아직 해결해야 할 이론적, 실험적 문제가 많다. 이 문제들은 앞선 논의의 순서를 거슬러 정리할 수 있다.

첫 번째 과제는 오비탈 전류의 정의와 관측량의 관계이다. 관습적으로 오비탈 전류는 오비탈 각운동량과 속도의 곱으로 정의되지만, 오비탈 각운동량은 결정장 안에서 보존량이 아니다. 따라서 이 연산자로 계산한 오비탈 전류가 실제로 표면 오비탈 축적이나 계면 각운동량 전달과 어떻게 연결되는지 명확히 해야 한다.

두 번째 과제는 오비탈 각운동량의 현대적 정의이다. 원자 중심의 오비탈 각운동량만으로는 모든 오비탈 응답을 설명하

기 어렵다. 전자는 원자 내부에서만 도는 것이 아니라, 원자 사이 도약을 통해서도 순환 운동을 만들 수 있다. 따라서 현대적 오비탈 자화 이론(modern theory of orbital magnetization)을 이용해 원자에 속박된 전자가 만들어내는 오비탈 각운동량과 편력전자(itinerant electron)가 만들어내는 비국소성(non-local) 각운동량을 함께 다루는 것이 필요하다.

세 번째 과제는 물질 및 계면 설계이다. 큰 오비탈 홀 효과를 가진 물질이 항상 큰 자화 토크를 만드는 것은 아니다. 오비탈 전류의 생성, 확산, 계면 투과, 오비탈-스핀 변환, 스핀-자화 전달이 모두 효율적이어야 한다. 따라서 앞으로는 단일 물질의 오비탈 홀 전도도만 비교하는 것을 넘어, 서로 다른 기능을 가진 층들을 조합하는 설계가 중요해질 것이다. 또한, 각 층의 효율을 높이는 것뿐만 아니라, 계면을 잘 설계하여 오비탈 각운동량이 효율적으로 투과되고 스핀 각운동량으로 전환하는 방법을 모색할 필요가 있다.

네 번째 과제는 오비탈 수송 길이와 완화 메커니즘이다. 오비탈 각운동량은 격자와 강하게 결합하므로 빠르게 완화될 수도 있지만, 특정 조건에서는 스핀보다 길게 전파될 가능성도 있다. 실제 실험에서는 Ti와 Cr 등에서 서로 다른 오비탈 확산 길이가 보고되고 있으며, 시료의 결정성, 결함, 표면 산화, 나노구조 형태에 따라 값이 달라질 수 있다. 따라서 오비탈 확산, 오비탈 완화, 오비탈 결맞음(dephasing)을 구분하는 체계적인 연구가 필요하다.

그럼에도 오비탈 홀 효과가 제공하는 가능성은 크다. 강한 스핀-궤도 결합이 없는 물질에서도 전기적으로 큰 각운동량 전류를 만들 수 있다는 점은 기존 스핀트로닉스의 물질 선택 폭을 크게 넓힌다. 또한 오비탈 홀 효과는 단순한 수송 현상을 넘어 블로흐 파동함수의 오비탈 구조, 배리 곡률, 양자기하학을 탐구하는 도구가 될 수 있다. 앞으로 오비트로닉스는 스핀트로닉스를 대체하는 분야라기보다, 전하, 스핀, 오비탈 자유도를 통합적으로 설계하고 제어하는 새로운 양자 수송 패러다임으로 발전할 가능성이 크다.

감사의 글

본 논문은 과학기술정보통신부(MSIT)의 재원으로 한국연구재단(NRF)의 지원(과제번호 RS-2024-00410027)을 받아 수행되었다.

References

- [1] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* (8th ed.). John Wiley & Sons (2004), pp. 308~311.
- [2] H. An, Y. Kageyama, Y. Kanno, N. Enishi, and K. Ando, *Nat. Commun.* **7**, 13069 (2016).

- [3] S. Ding, A. Ross, D. Go, L. Baldrati, Z. Ren, F. Freimuth, S. Becker, F. Kammerbauer, J. Yang, G. Jakob, Y. Mokrousov, and M. Kläui, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 177201 (2020).
- [4] J. Kim, D. Go, H. Tsai, D. Jo, K. Kondou, H.-W. Lee, and Y. Otani, *Phys. Rev. B* **103**, L020407 (2021).
- [5] 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).
- [6] H. Hayashi, D. Jo, D. Go, T. Gao, S. Haku, Y. Mokrousov, H.-W. Lee, and K. Ando, *Commun. Phys.* **6**, 32 (2023).
- [7] 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).
- [8] I. Lyalin, S. Alikhah, M. Berritta, P. M. Oppeneer, and R. K. Kawakami, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 156702 (2023).
- [9] S. Han, H.-W. Lee, and K.-W. Kim, *Curr. Appl. Phys.* **50**, 13 (2023).
- [10] H.-W. Lee, *J. Korean Mag. Soc.* **32**, 153 (2022).
- [11] D. Go, D. Jo, C. Kim, and H.-W. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 086602 (2018).
- [12] H. Kontani, T. Tanaka, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J. Inoue, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 016601 (2009).
- [13] D. Go, H.-W. Lee, P. M. Oppeneer, S. Blügel, and Y. Mokrousov, *Phys. Rev. B* **109**, 174435 (2024).
- [14] D. Go and H.-W. Lee, *Phys. Rev. Res.* **2**, 013177 (2020).
- [15] 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).
- [16] H. Hayashi, D. Go, S. Haku, Y. Mokrousov, and K. Ando, *Nat. Electron.* **7**, 646 (2024).
- [17] T. S. Seifert, D. Go, H. Hayashi, R. Rouzegar, F. Freimuth, K. Ando, Y. Mokrousov, and T. Kampfrath, *Nat. Nanotechnol.* **18**, 1132 (2023).