위상부도체의 전도특성 연구

DOI: 10.3938/PhiT.21.011

이장희·이후종

Studies of Transport Properties in Topological Insulators

Janghee LEE and Hu-Jong LEE

Topological insulators are recently identified novel materials that exhibit an ordinary band insulating state in the interior while permitting helical charge conduction on the surface. Studies of transport in a topological insulator, an essential tool to characterize its surface state, however, are severely hampered by various complexities associated with the interplay of the surface and the bulk of the material. We review difficulties with studying the surface transport and efforts to overcome those difficulties, as well as the perspective of transport studies for topological insulators.

들어가는 글

자연현상을 분석적으로 이해하고 설명하기 위해 물리학은 수학이라는 논리적인 체계를 가진 언어를 필요로 한다. 수학의 발전은 곧 자연현상을 기술할 수 있는 언어가 풍부해짐을 의미한다고 할 수 있다. 과거에는 물리학에 잘 사용되지 않던 수학적 개념이 물리학의 발전과 함께 물리학에 유입되어 사용되는 경우를 많이 보아 왔다. 위상론(topology) 또한 오래 전부터 수학의 한 분야였으며 물리학이 발전되면서 물질의 상태를 기술하는 데 쓰이기 시작하였다. 위상학적 구조(topological structure)가 서로 다른 부도체들 사이에는 위상표면상태

(topological surface state, 이하 TSS이라 칭함)를 통해 전도 채널(conduction channel)이 형성되는 것이 알려지면서 위상 부도체(topological insulator)가 탄생되었으며, 이는 앞으로 물성물리 연구의 패러다임에 일대 전환을 가져올 것이 분명하다. 국내에서도 위상부도체에 대한 관심이 점차 고조되면서 본지 2011년 3월호에 위상부도체에 대한 특집이 비중 있게 다루어졌다.^[1] 이 글에서는 위상부도체에 대한 기본 개념과 그 동안 이루어진 연구들을 소개하고 양자전도특성 측면에서 지금까지 이루어진 것들과 앞으로 나아가야 할 연구의 방향에 대해 짚어 보고자 한다.

위상부도체의 탄생

물질의 상태를 위상학적으로 구분하는 것으로 양자화된 홀 전도(Hall conductance)가 대표적인 예이다.^[2] 2차원 전도계에 수직으로 강한 자기장을 걸면 연속적인 전도전자의 에너지 준위가 란다우 준위(Landau level)로 갈라지면서 밴드부도체가 형성된다. 외부 자기장에 의해 유도된 2차원 밴드부도체에서 홀전도는 $\sigma_{xy} = ne^2/h$ (n 은 정수)와 같이 특정한 값만을 가질 수 있는데, n 이 바로 위상수(topological number)가 되며, n 이 다르면 서로 다른 위상상태로 구분된다. 위상수는 작은 섭동(perturbation)에 의해 변하지 않으며, 또한 n 은 가장자리상태(edge state) 수를 의미하기 때문에 작은 섭동에 대해서 가장자리상태를 통한 전도는 보호된다. 이와 같이 유한한 크기의 홀전도가 있기 위해서는 강한 외부 자기장이 필요하며, 따라서 가장자리상태가 형성된 계는 시간역전대칭(time reversal symmetry)이 깨진 계이다. 그러나 스핀-궤도 상호작용(spin-orbit interaction)이 큰 계에서는 외부 자기장이 없어도 스핀-궤도 상호작용이 유효 자기장 역할을 한다. 이 경우에는 외부 자기장이 없으므로 스핀 방향이 서로 반대인 전자가 반대 방향으로 흐르는 시간역전대칭이 유지되면서 유한한 스핀홀전도를 가질 수 있다. 이러한 스핀홀전도가 양자화

저자약력

이장희는 2010년부터 포항공과대학교 물리학과 양자전도/초전도연구실(이후종 교수)의 박사과정에 재학 중으로 위상부도체의 양자전도 현상에 대해 연구하고 있다. (janghee@postech.ac.kr)

이후종 교수는 1985년에 미국 오하이오주립대학에서 이학박사 학위를 취득했으며, 1987년부터 포항공과대학교 물리학과 교수로 재직 중이다. 나노중시계의 양자전도, 고온초전도 조셉슨접합의 투과전도 등에 대해 연구하여 왔으며, 최근 그래핀과 위상부도체의 양자전도특성에 대해 연구하고 있다. 2011년부터 포항공대 토목로지물질연구센터장(SRC)을 맡고 있다. (hjlee@postech.ac.kr)

REFERENCES

- [1] M. Z. Hasan and C. L. Kane, Reviews of Modern Physics **82**, 3045 (2010).
- [2] D. J. Thouless, M. Kohmoto, M. P. Nightingale and M. den Nijs, Physical Review Letters **49**, 405 (1982).

Fig. 1. Schematic representations of the surface energy levels of (a) a topological insulator and (b) a normal insulator.^[8]

되면 이를 양자스핀홀 현상이라고 하며, 이때의 스핀홀전도도 또한 위상학적인 불변량이다. 이와 같이 시간반전대칭이 보존되는 밴드부도체를 Z_2 위상수를 정의하여 구분할 수 있음이 Kane 등에 의해 제안되었다.^[3] 그 후 스탠포드의 연구진에 의해 2차원 HgTe 양자 우물에서 이러한 양자스핀홀 현상의 가능성이 제안된 후^[4] 실험으로 입증되었다.^[5] 또한, 이러한 개념을 3차원계로 확장 가능하다는 것이 제안된 후,^[6] $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ 가 3차원 위상부도체임이 실험적으로 확인되면서^[7] 위상부도체 연구 분야가 새롭게 태동하게 되었다.

위상부도체란 무엇인가

위상부도체는 기존의 일반부도체와는 위상학적으로 상이한 특성을 가진다. 위상학적 차이 때문에 위상부도체와 일반부도체 사이에는 TSS가 형성되는데, 그림 1은 TSS가 나타나는 이유를 설명하는 개념도이다. Λ_a 와 Λ_b 는 시간역전불변운동량(time reversal invariant momenta, TRIM) 지점이고 ε_{ij} 는 Λ_i 점 표면상태의 j 번째 에너지 준위를 의미한다. 크라머스 겹침(Kramers degeneracy) 때문에 스핀-궤도 상호작용이 있어도 시간역전대칭 지점이 자기 자신과 같은 TRIM에서는 스핀 겹침이 있게 된다. 그러나 TRIM이 아닌 k 지점에서 에너지는 스핀의 상태에 따라 서로 차이가 난다. 따라서 그림 1에서와 같이 Λ_a 지점의 에너지 준위 ε_{a1} 과 ε_{a2} 에서 시작되는 k 에 따른 에너지 준위는 서로 분리된다. 이렇게 스핀겹침이 깨지며 에너지 준위들이 분리되어도 다른 TRIM 지점인 Λ_b 에서는 다시 크라머스 겹침에 의해 스핀 겹침이 있어야 한다. 이 조건을 만족하는 상황은 다음 두 경우가 있다. 하나는 그림 1(a)와 같이, 한 에너지 상태에서 분리된 두 에너지 준위가 다른 에너지 상태에서 분리된 에너지 준위와 짝을 이루는 경우이고, 또 하나는 그림 1(b)에서와 같이, 한 에너지 상태에서 분리된 두 에너지 준위가 다시 함께 짝을 이루는 경우이다. 1(b)의 경우는 페

Fig. 2. Band structure of the surface state of $\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x}$.^[7]

르미 준위의 위치에 따라 표면상태와 만나지 않거나 또는 짝수 번 만나게 된다. 이때는 외부의 섭동에 따라 페르미 준위에 표면상태가 걸치는지 여부가 결정된다. 그러나 1(a)의 경우에는 페르미 준위가 덩치에너지간격(bulk energy gap) 어느 위치에 있더라도 반드시 홀수 개의 표면상태와 만나게 된다. 따라서 밴드구조가 크게 바뀌지 않고 시간역전대칭이 유지되는 한 덩치상태는 부도체이지만 표면상태를 통한 전도채널은 반드시 존재하게 된다. 바로 1(a)와 같은 상황이 위상부도체이고 1(b)와 같은 상황이 일반부도체이다. 이렇게 위상부도체를 일반부도체와 위상학적으로 다르게 만드는 핵심은 강한 스핀-궤도 상호작용이며 이로 인해 위상부도체와 일반부도체의 경계면에서는 그림 1(a)와 같은 현상이 일어난다.

이와 같은 논리로 위상부도체의 밴드 구조를 조사하면 페르미 준위를 통과하는 표면상태가 홀수 개 존재하게 되는데, 그림 2가 처음 발견된 3차원 위상부도체인 $\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x}$ 의 밴드구조이다. 그림 2에서 보면 페르미 준위와 만나는 표면상태의 개수가 5개로 홀수임을 알 수 있다. 따라서 이 $\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x}$ 는 시간역전대칭이 깨지지 않고 페르미 준위가 덩치에너지간격 사이에 있다면 덩치상태는 부도체이지만 표면을 통한 전도채널이 외부의 섭동에도 반드시 존재하게 된다. 그러나 그림 2에서 볼 수 있듯이 $\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x}$ 의 표면상태의 구조는 복잡하고 덩치에

REFERENCES

- [3] C. L. Kane and E. J. Mele, *Physical Review Letters* **95**, 146802 (2005).
- [4] B. A. Bernevig, T. L. Hughes and S.-C. Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006).
- [5] M. König *et al.*, *Science* **318**, 766 (2007).
- [6] L. Fu, C. L. Kane and E. J. Mele, *Physical Review Letters* **98**, 106803 (2007), J. E. Moore and L. Balents, *Physical Review B* **75**, 121306 (2007).
- [7] D. Hsieh *et al.*, *Nature* **452**, 970 (2008).
- [8] L. Fu and C. L. Kane, *Physical Review B* **76**, 045302 (2007).

Fig. 3. (a) Crystal structure of Bi_2Se_3 with three primitive lattice vectors denoted as $\hat{t}_{1,2,3}$. A quintuple layer (QL) with Se-Bi-Se-Bi-Se is indicated by the red square. (b) Energy and momentum dependence of the local density of states (LDOS) for Bi_2Se_3 on the [111] surface.^[9]

너지간격도 크지 않다. 이에 비해 Sb_2Te_3 , Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 는 Γ 위치에 스핀접침이 깨져 있는 한 개의 디락원뿔을 가지는 단순한 구조이며 Bi_2Se_3 의 경우는 에너지 간격이 0.3 eV에 달하여 상온에 해당하는 에너지보다 크다는 연구 결과가 발표되었으며^[9] (그림 3 참고), 이때부터 위상부도체에 대한 연구는 이 물질들을 중심으로 크게 증가하기 시작하였다.

위상부도체 TSS의 특성

그림 3에서와 같이 스핀접침이 없는 한 개의 디락점을 갖는 위상부도체의 TSS는 몇 가지 특징을 갖는다. 그 중 하나는 TSS에서 후방 산란이 억제된다는 것이다. 위상부도체의 TSS에서는 운동량과 스핀이 서로 얽혀 있기 때문에 스핀뒤집기를 일으키지 않는 한 후방 산란은 일어날 수 없다. 따라서 스핀뒤집기를 일으킬 수 없는 비자성 불순물에 의한 후방 산란은 억제된다. 다시 말하면 시간역전대칭을 깨지 않는 한 후방 산란은 위상학적으로 금지된다. 이러한 특성은 scanning tunneling microscopy(STM)을 통해 입증되었다.^[10] 반면 자성 불순물에 의해 시간역전대칭이 깨진다면 크라머스 겹침이 보장될 수 없기 때문에 TSS에 에너지 간격이 벌어지면서 후방 산란 또한 가능하게 된다. 이러한 현상 또한 angle-resolved photoemission spectroscopy(ARPES)를 이용해 자성 불순물에 의해 나타나는 TSS에서의 에너지 간격을 확인하면서 실험적으로 입증되었다.^[11] 이와 관련된 전도 특성으로는 weak anti-localization(WAL)이 있다. 불순물들이 무작위로 흩어져 있는 계에서 k 상태에 있는 전자가 여러 번의 산란을 거쳐서 $-k$ 상태로 가는 산란 과정을 생각하자. 또한 k 상태에 있는 전자가 위와 정확히 반대 순서로 산란되면서 $-k$ 상태로 가는 과정을 생각할 수 있다. 이때 이 두 경로를 거쳐 $-k$ 상태가 된 두 파동 함수의 진폭과 위상(phase)은 서로 같아져 보강 간섭이 일어나게 되고, 이 경우 후방 산란율은 줄어들

후방 산란(incoherent back scattering)의 두 배가 된다. 낮은 온도에서 결맞음길이(coherence length)가 길어지게 되면 이러한 효과로 인한 후방 산란의 증가로 저항이 증가하게 되며 이를 weak localization(WL)이라고 한다.^[12] 이때 외부 자기장을 가하면 산란을 통해 만들어지는 닫힌 경로에 둘러싸인 부분을 통과하는 자기장의 선속(flux)에 따라 추가적인 위상 변화가 생기는데 자기장을 둘러싸는 경로의 진행 방향에 따라서 위상 변화가 반대가 된다. 이러한 과정으로 두 파동 함수의 위상이 차이가 나게 되어 $-k$ 상태의 보강 간섭은 줄어들고 후방 산란율은 감소하게 되어 저항이 줄어든다. 그러나 위상부도체의 TSS는 운동량과 스핀의 방향이 서로 얽혀 있어 산란을 통해 k 상태에서 $-k$ 상태로 가는 동안 스핀 또한 반대 방향으로 바뀌게 된다. 서로 반대의 경로를 통해 $-k$ 상태로 가는 동안 두 파동 함수의 스핀 상태로 인한 위상 변화는 서로 반대 방향이어서 π 만큼의 위상 차이가 발생하게 된다. 따라서 이 두 파동 함수들은 서로 상쇄 간섭을 일으키게 된다. 이러한 현상은 스핀 궤도 상호작용으로 인한 베리 위상(Berry phase)으로 이해할 수 있다. 따라서 위상부도체의 경우 WL 현상과 반대로 자기장에 따른 저항의 변화가 자기장이 0일 때 최소값을 나타낸다. 바로 이러한 현상을 WAL이라고 하며, 이것은 스핀 궤도 상호작용이 강한 계에서 나타나는 두드러진 특성으로서^[13] 위상부도체에서도 WAL이 관측되었다.^[14-16]

또 하나의 특징은 위상부도체가 3차원계라는 점에서 기인한다. 위상부도체의 TSS는 3차원 덩치밴드구조의 특성으로부터 나오는 것이므로, 어느 정도의 두께까지 위상학적으로 보장되는 TSS가 존재하는 3차원계로 볼 수 있는지 의문이 생기게 된다. 3차원 덩치의 두께가 너무 얇으면 밴드 구조는 더 이상 3차원으로 볼 수 없는 상황에 도달할 것이므로 위상부도체에 TSS의 발현도 기대하기 힘들 것이다. 이러한 의문에

REFERENCES

- [9] H. Zhang *et al.*, Nat Phys **5**, 438 (2009).
- [10] P. Roushan *et al.*, Nature **460**, 1106 (2009), T. Zhang *et al.*, Physical Review Letters **103**, 266803 (2009).
- [11] Y. L. Chen *et al.*, Science **329**, 659 (2010), L. A. Wray *et al.*, Nat Phys **7**, 32 (2011).
- [12] P. W. Anderson, Physical Review **109**, 1492 (1958), G. Bergmann, Physical Review B **28**, 2914 (1983).
- [13] S. Hikami, A. I. Larkin and Y. Nagaoka, Progress of Theoretical Physics **63**, 707 (1980).
- [14] J. Chen *et al.*, Physical Review Letters **105**, 176602 (2010).
- [15] H.-T. He *et al.*, Physical Review Letters **106**, 166805 (2011).
- [16] J. G. Checkelsky, Y. S. Hor, R. J. Cava and N. P. Ong, Physical Review Letters **106**, 196801 (2011).
- [17] Y. Zhang *et al.*, Nat Phys **6**, 584 (2010).

Fig. 4. ARPES spectra of 1, 2, 3, 5 and 6 QL along the $\bar{\Gamma}-\bar{K}$ direction.^[17]

대한 답은 ARPES를 통해 주어졌다.^[17]

그림 4는 Molecular Beam Epitaxy(MBE) 방법으로 성장시킨 Bi₂Se₃에 대해 두께에 따라서 ARPES를 측정한 것이다. 그림 4에서 볼 수 있듯이 두께가 5 QL(quintuple layer, 그림 3(a) 참고) 이하이면 윗면과 아랫면에 있는 두 개의 TSS간의 상호작용으로 인해 TSS에 에너지간격이 생기는 것을 볼 수 있다. 이러한 현상은 6 QL가 되면서 사라지고 깨끗한 한 개의 디랙원뿔이 형성된다.

지금까지 기술한 바와 같이 위상부도체의 TSS의 대부분의 특성들은 ARPES와 STM을 이용하여 확인되었다. 그러나 이러한 특성들을 스핀트로닉스 또는 양자 컴퓨팅 등에 응용하기 위해서는 필연적으로 전도 특성 연구가 뒤따라야 하지만 위상 부도체에 대한 전도 특성 연구에는 아직 어려움이 많다. 이 점이 그래핀과는 달리 위상부도체에 대한 큰 관심이 연구 결과의 급격한 증가로 이어지지 않는 이유이기도 하다.

위상부도체 양자전도특성 연구의 어려움

위상부도체에 대한 초기 연구는 ARPES와 STM이 주도하였다. 특히 ARPES는 그 특성상 표면의 밴드 구조만을 볼 수 있고 덩치 내부 밴드구조에 대한 정보는 얻을 수 없는 것이 단점으로 생각되었으나, 이러한 표면에 대한 민감성이 오히려 위상부도체 연구에서는 강력한 장점으로 작용하면서 가장 확실한 연구 방법이 되었다. 그러나 위상부도체에 전극을 연결하여 전도 특성을 측정하면 TSS에 의한 것뿐 아니라 덩치에 있는 운반자들도 참여를 한다는 점에서 문제가 발생한다. 자연적으로 성장된 Bi₂Te₃는 p형, Bi₂Se₃는 n형 반도체이기 때문에^[18] 전도 측정을 하게 되면 필연적으로 큰 부분을 차지하는 덩치운반자에 의한 영향이 포함된다. 따라서 TSS에 의한 전도 특성을 연구하기 위해서는 운반자 밀도를 낮추거나 측정 결과에서 덩치운반자에 의한 것과 TSS에 의한 것을 분리해 낼 수 있어야 한다. 운반자밀도를 낮추는 방법은 한 마디로 페르미 준위를 조절하는 것으로서, Ca 또는 Sb를 도핑하거나^[16,19] 새로운 화합물을 만드는 방법으로^[20] 페르미 준위를 에너지간격 사이로 옮김으로써 온도가 낮아짐에 따라 저항이 증가하는

Fig. 5. Energy-band diagram at the surface of a p-type semiconductor. The potential energy $q\psi_p$ is measured with respect to the intrinsic Fermi level E_i in the bulk. The surface potential ψ_s is positive as shown. Accumulation occurs when $\psi_s < 0$. Depletion occurs when $\psi_{Bp} > \psi_s > 0$. Inversion occurs^[22] when $\psi_s > \psi_{Bp}$.

부도체의 특징을 띠게 된다. 그럼에도 불구하고 측정된 전도도에서 TSS에 의한 것만을 분리하는 것은 쉽지 않다. 자기장이 위상부도체의 표면과 이루는 각도에 따른 Shubnikov-de Haas oscillation(SdHO)을 측정하여 얻은 결과가 2차원계에 의한 것인지 3차원계에 의한 것인지를 구별할 수 있으나 지금까지의 결과를 보면 디랙원뿔을 이루는 TSS에 의한 SdHO를 얻기가 쉽지 않거나^[19] 2차원계로부터 나오는 SdHO를 얻지 못하는 경우가 많다.^[21] 물론 비교적 낮은 자기장에서 2차원계로부터 나오는 SdHO를 얻은 결과들도 있으나 이것이 TSS에 의한 것이라고 결론을 내리기에는 에너지간격이 작은 반도체가 가지는 태생적인 결림들 때문에 충분하지 않다.

일반적으로 반도체의 표면에서는 그림 5와 같이 밴드구부러짐(band bending)이 발생한다. 이러한 밴드구부러짐의 정도와 방향은 페르미 준위의 위치, 반도체의 일함수, 전자친화도, 표면 포텐셜, 운반자밀도 등 여러 요소에 따라 다르다. 위상부도체 역시 반도체이기 때문에 이러한 밴드구부러짐이 발

REFERENCES

- [18] Y. S. Hor *et al.*, Physical Review B **79**, 195208 (2009), H. J. Noh and *et al.*, EPL (Europhysics Letters) **81**, 57006 (2008).
- [19] J. G. Analytis *et al.*, Nat Phys **6**, 960 (2010).
- [20] A. A. Taskin *et al.*, Physical Review Letters **107**, 016801 (2011), Z. Ren *et al.*, Physical Review B **82**, 241306 (2010).
- [21] K. Eto *et al.*, Physical Review B **81**, 195309 (2010), N. P. Butch *et al.*, Physical Review B **81**, 241301 (2010), J. G. Checkelsky *et al.*, Physical Review Letters **103**, 246601 (2009).
- [22] S. M. Sze, Kwok K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices* 3rd, Wiley Interscience (2007).

Fig. 6. Detailed measurements ($h\nu=16$ eV, $T=60$ K) of multiple 2DEG states and the topological surface state. Near-surface band bending (blue) with the calculated energy levels and modulus-squared wave functions of the quantum-confined states (red).^[23]

생할 수 있다. 위상부도체는 에너지간격이 작기 때문에 페르미 준위의 위치와 밴드구부러짐에 의한 영향을 크게 받는다. 이러한 밴드구부러짐으로 인해, 페르미 준위에 따라 위상부도체의 표면에는 양자우물 효과로 인한 2차원 전도층(two-dimensional electron gas; 2DEG)이 형성될 수 있고 최근에 위상부도체에 대한 연구에서 주목받고 있다.^[23,24]

그림 6(a)와 7은 TSS와 함께 형성된 2DEG의 에너지 준위들이 라쉬바 스핀분리(Rashba split splitting) 현상을 보이는 것을 ARPES로 얻은 것이다. 또한 그림 6(b)는 표면에서부터 깊이 z 에 따라 전도띠 아래 경계(conduction band minimum, 그림에서 E_c)가 변하는 밴드구부러짐과 그에 따라 양자우물에 속박된 상태의 파동함수를 나타낸 것이다. 그림에서와 같이 표면의 양자우물에 속박된 상태들의 에너지 준위는 불연속적인 값을 가지게 되고, 이러한 상태들은 스핀-궤도 상호작용에 의해 라쉬바 스핀분리 현상을 보이게 된다. 따라서 이렇게 덩치운반자와 밴드구부러짐으로 인한 2DEG와 TSS가 함께 존재하는 계에서 자기저항을 측정하면 홀저항은 비선형적인 형태가 된다. SdHO 또한 상황에 따라 서로 다른 주파수가 섞이게 되고 각도에 따른 SdHO를 측정해도 TSS와 2DEG가 모두 2차원계이기 때문에 둘을 구분을 하기가 쉽지 않다. 또한 일반적으로 기판에 붙어 있는 아랫 표면과 진공에 접한 위 표면은 서로 밴드구부러짐 정도가 같지 않으며 물질 또한 만드는 방법과 환경에 따라 상태가 다르기 때문에 그 복잡성은 더 심해진다. 이러한 밴드구부러짐의 원인을 표면 불순물 등에 의한 표면포텐셜의 형성으로 보는 주장과^[23,25] QL 간의 반데르발스 간격(van der Waals gap)의 확장에 의한 것이라는 주장이 있다.^[26] 이러한 이유로 위상부도체에 전극을 연결하여 저항을 측정하게 되면 상황에 따라 덩치운반자, 라쉬바 스핀분리된 2DEG, TSS 등에 의한 효과가 측정 값에 포함되어서 결과값을 해석하기가 매우 복잡해진다.

같은 맥락에서 페르미 준위를 낮추기 위해 그래핀 연구에

Fig. 7. Electronic structure of Bi_2Se_3 measured using time-of-flight ARPES with increasing times after cleaving the sample.^[23]

많이 쓰이는 방법인 게이트전압을 가하는 방법도 연구되었다. 게이트 전위에 따라 운반자의 종류가 전자에서 홀로 바뀌는 양극성 전도현상(ambipolar transport)이 관측되었고^[27] 게이트 전압에 따른 WAL 결과도 발표되었다.^[28] 그러나 그래핀과 달리 위상부도체는 3차원계이기 때문에, 가리기 효과(screening effect)로 인하여 게이트를 이용한 페르미 준위의 조절이 쉽지 않다. 반도체의 가리기길이(screening length)는 운반자 밀도에 따라 짧게는 1–2 nm에서 길게는 30 nm 이상에 이르게 되고 이것은 바로 표면의 포텐셜 변화로 인한 밴드구부러짐의 깊이와 정도를 의미하게 된다 (그림 5에서 W_D 에 해당). 또한 표면포텐셜의 변화에 의한 밴드구부러짐은 매우 느린 과정으로 게이트 전압이 변화하는 정도, 운반자 밀도, 불순물의 양, 온도 등에 따라 평형상태에 이르는 시간이 길게는 수 시간에 이르기도 한다.^[29] 최근에는 아랫 표면과 위 표면에 모두 게이트 전압을 가하는 방법을 통하여 많은 진전이 되었지만 WAL 결과를 보면 아직도 여러 채널에 의한 전도가 섞이는 것으로 보이며, 이를 모두 포함해서 일반화시킬 수 있는 이론은 아직 정리되지 못한 상태이다. 또한 전극으로 사용되는 금속과 위

REFERENCES

- [23] P. D. C. King *et al.*, Physical Review Letters **107**, 096802 (2011).
- [24] M. Bianchi *et al.*, Nat Commun **1**, 128 (2010).
- [25] Z. H. Zhu *et al.*, Physical Review Letters **107**, 186405 (2011).
- [26] T. Menshchikova, S. Eremeev and E. Chulkov, JETP Letters **94**, 106 (2011).
- [27] H. Steinberg, D. R. Gardner, Y. S. Lee and P. Jarillo-Herrero, Nano Letters **10**, 5032 (2010).
- [28] J. Chen *et al.*, Physical Review Letters **105**, 176602 (2010), J. G. Checkelsky, Y. S. Hor, R. J. Cava and N. P. Ong, Physical Review Letters **106**, 196801 (2011), J. Chen *et al.*, Physical Review B **83**, 241304 (2011), H. Steinberg *et al.*, Physical Review B **84**, 233101 (2011).
- [29] T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern, Reviews of Modern Physics **54**, 437 (1982).

상부도체와의 접촉면에서 전자 또는 홀의 이동이 어떠한지, 그리고 TSS, 2DEG, 덩치전도채널 간 산란 길이가 어느 정도 인지는 아직 전혀 연구된 바 없다.

위와 같은 복잡한 이유로 아직 위상부도체의 전도특성 연구에는 어려움이 많음에도 불구하고 몇몇 주목할 만한 결과들이 보고되고는 있다. 우선 저온에서 전도도에 전자-전자 상호작용이 중요하게 작용한다는 내용들이 보고되고 있으며,^[30] Bi₂Se₃로 간섭계를 만들어서 게이트 전위에 따른 아로노프-캐셔 효과(Aharonov-Casher effect)를 측정한 결과도 보고되었다.^[31] 또한 SdHO가 아닌 것으로서 UCF의 크기에 수백 배나 큰 자기저항의 요동이 보고되었다.^[32]

위상부도체 양자전도특성 연구에 대한 최근 동향과 앞으로의 과제

위상물질과 관련해서 최근 가장 주목을 받고 있는 것은 무엇보다도 위상초전도체의 발견일 것이다. Bi₂Se₃에 Cu를 도핑하면 3 K 근방에서 초전도성을 보임이 발견되었다.^[33] 이것이 중요한 이유는 단순히 초전도체를 하나 더 발견한 것이 아니기 때문이다. Fu와 Kane의 연구에 의하면^[34] 위상부도체와 s-wave 초전도체의 접합면에서는 초전도 상태가 스핀이 없는 $p_x + ip_y$ 초전도 상태가 되며, 이것은 마요라나 페르미온(Majorana fermion)이 형성될 수 있는 바탕이 된다. 이 마요라나 페르미온은 양자 컴퓨팅에 응용될 수 있기 때문에 위상부도체에 Cu를 도핑하여 얻은 초전도체의 표면이나 위상부도체와 s-wave 초전도체와의 접합면에 나타나는 마요라나 페르미온의 발견은 위상부도체 연구에 있어서 가장 큰 발견이 될 수 있다. 실제로 최근 동향을 보면 많은 그룹에서 이 마요라나 페르미온을 발견하기 위해 꾸준한 시도를 하고 있음을 알 수 있다. 마요라나 상태는 에너지가 0인 상태이다. 따라서 초전도/위상부도체(S/TI) 접합에 마요라나 상태가 발현된다면, 제로 에너지 근처에서 상태밀도(density of state)가 증가되어 dI/dV(differential conductance)의 측정에서 zero bias conductance peak(ZBCP)를 보이게 될 것이다. 물론 ZBCP이 나타나는 경우는 마요라나 상태 외에도 여러 가지가 있을 수 있으나 자기장과 온도에 따른 변화 등을 보았을 때 마요라나 상태에 의한 것일 가능성이 있다는 것이 보고되고 있다.^[35] 그 외에 위상부도체를 이용하여 만든 조셉슨 접합에 대한 결과와^[36] Bi₂Se₃을 이용하여 양자점을 만들어 Coulomb blockade를 확인한 결과^[37] 등도 보고되었다. 이러한 연구들 모두 위상부도체의 TSS를 통한 전도 특성이 어떠한지를 연구하기 위함이지만, Bi₂Se₃라는 위상부도체에서 얻어진 결과라는 의미 외에 TSS에서 다락 페르미온에 의한 전도특성이 어떠한 역할을

얼마나 했는지에 대해 결론짓기에는 아직 부족한 상태이다.

지금까지 기술한 바와 같이 위상부도체에 대한 연구 결과들이 그래핀과 같이 폭발적인 증가를 보이지 않고 있는 가장 큰 이유 중의 하나는 전도특성에 대한 연구가 활발하게 이어지지 못하기 때문이며, 이러한 이유에는 그래핀이 가지고 있는 가장 큰 장점인 쉬운 게이트 가변성이 위상부도체에는 적용되지 않는다는 점이 자리하고 있다. 또한 연구하고자 하는 것은 TSS이지만 그 외에 2DEG와 덩치전도채널에 의한 영향이 매우 크게 섞인다는 점을 들 수 있다. 따라서 게이트전압을 이용하여 밴드구부러짐으로 인한 영향을 잘 조절하여 TSS가 실제 전류의 흐름에 어떠한 기여를 하는지에 대해 좀 더 체계적인 연구가 필요하다. 또한 TSS, 2DEG, 덩치채널들을 분리하려는 시도와 함께 전도채널들 간의 상호작용을 알아내는 것 또한 중요한 연구주제라 할 수 있다. 그리고 무엇보다도 중요한 것은 결함이 적은 이상적인 위상부도체를 얻는 것이라 할 수 있다. 아마도 마요라나 페르미온 탐지를 위한 연구에 있어서는, 이상적이고 깨끗한 위상부도체를 잘 만들어 내는 것이 이 분야 연구를 주도하는 데 가장 중요한 요소라 판단된다. 또한 이러한 독특한 특성을 가진 위상부도체와 금속, 반도체, 부도체 등을 겹쳐 쌓은 새로운 배열의 메타물질 등이 앞으로의 소자 응용 연구에 무한한 가능성을 열어줄 것으로 기대된다.

맺음말

그래핀과 달리 위상부도체의 고유한 특성은 쉽게 접근할 수 있는 것이 아니며, 게이트 가변성도 쉽지 않아서, 위상부도체 연구가 약간 정체된 상태에 있는 듯이 보인다. 하지만 앞으로 더 다루기 쉬운 위상부도체가 발견되거나 이미 발견된 위상부도체의 표면 전도 특성을 분리할 수 있는 좋은 방안이 제시되면 위상부도체 연구에 큰 전환이 이루어질 것이 예상된다.

REFERENCES

- [30] M. Liu *et al.*, Physical Review B **83**, 165440 (2011), J. Wang *et al.*, Physical Review B **83**, 245438 (2011).
- [31] F. Qu *et al.*, Physical Review Letters **107**, 016802 (2011).
- [32] J. G. Checkelsky *et al.*, Physical Review Letters **103**, 246601 (2009).
- [33] L. A. Wray *et al.*, Nat Phys **6**, 855 (2010), Y. S. Hor *et al.*, Physical Review Letters **104**, 057001 (2010), S. Sasaki *et al.*, Physical Review Letters **107**, 217001 (2011).
- [34] L. Fu and C. L. Kane, Physical Review Letters **100**, 096407 (2008).
- [35] S. Sasaki *et al.*, Physical Review Letters **107**, 217001 (2011), F. Yang *et al.*, arXiv 1105.0229v2 (2011).
- [36] B. Sacépé *et al.*, Nat Commun **2**, 575 (2011).
- [37] S. Cho *et al.*, Nano Letters **12**, 469 (2011).