

拓扑量子材料简介

冯 硝^{1,2,3} 徐 勇^{1,2} 何 珂^{1,2,3} 薛其坤^{1,2,3,4,†}

(1 清华大学物理系 低维量子物理国家重点实验室 北京 100084)

(2 量子信息前沿科学中心 北京 100084)

(3 北京量子信息科学研究院 北京 100193)

(4 南方科技大学 深圳 518055)

2022-07-19 收到

† email: qkxue@mail.tsinghua.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20220904

Introduction to topological quantum materials

FENG Xiao^{1,2,3} XU Yong^{1,2} HE Ke^{1,2,3} XUE Qi-Kun^{1,2,3,4,†}

(1 State Key Laboratory of Low-Dimensional Quantum Physics, Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(2 Frontier Science Center for Quantum Information, Beijing 100084, China)

(3 Beijing Academy of Quantum Information Sciences, Beijing 100193, China)

(4 Southern University of Science and Technology, Shenzhen 518055, China)

摘要 近20年来, 拓扑量子物态和材料已成为凝聚态物理领域最为重要、发展最快的前沿领域之一。文章简单回顾这一领域的研究进展, 介绍包括拓扑材料体系、磁性拓扑材料、拓扑超导体及相关物理。这些材料涉及的研究范畴广泛, 未来可能推动电子学、自旋电子学、光学等各个方向的基础研究和产业发展。

关键词 拓扑绝缘体, 拓扑半金属, 磁性拓扑绝缘体, 量子反常霍尔效应, 拓扑超导体

Abstract In the last twenty years, topological quantum states of matter and materials have become one of the most important and fastest-developing frontier topics in condensed matter physics. We briefly review the recent research on topological quantum materials, including magnetic and non-magnetic topological materials, topological superconductors and related physics. These materials cover a broad field and have the potential to greatly promote the development of electronics, spintronics and optics for the future.

Keywords topological insulator, topological semimetal, magnetic topological insulator, quantum anomalous Hall effect, topological superconductor

1 引言

凝聚态物理的主要研究对象是由大量粒子组成的体系, 主要研究内容包括对物态做分类、探索新奇物相、理解相变规律等。在很长一段时间

内, 基于“对称性”和“序参量”的朗道相变理论被认为是凝聚态物质分类的“终极理论”, 直到拓扑量子物态被实验发现。最著名的例子是整数量子霍尔(quantum Hall, QH)效应的实验发现。1980年, Klaus von Klitzing 等人^[1]发现, 在极低温、强磁场下, Si-SiO₂界面反型层中二维电子气

会展示出量子化的霍尔电阻平台($\rho_{yx} = h/ve^2$, h 是普朗克常数, e 是基本电荷, v 是非零整数), 并伴随零纵向电阻($\rho_{xx} = 0$)的出现。类似的量子化现象可以在不同二维电子气体体系中观测到, 表现出物理上的普遍性和鲁棒性。更为重要的是, 在相变前后不对应任何自发对称性破缺, 无法用经典的朗道相变理论描述。超越朗道范式的拓扑量子相变理论也因此诞生。

在数学上, 拓扑学利用“等价”的概念讨论与描述整体几何特性。一般来说, 对于任意形状的封闭曲面, 通过计算闭合曲面上的高斯曲率积分, 可以得到一个拓扑不变量, 即亏格 g (genus), 表示曲面上“洞”的数目, 可用于实空间几何体的分类。在固体材料中, 基于电子布洛赫波函数在动量空间的贝里(Berry)曲率, 可以描述固体能带的几何特性并对其作拓扑分类。Thouless、Kohmoto、Nightingale和den Nijs 4人^[2](简称TKNN)发现: 在二维量子材料体系中, 当哈密顿量连续改变但保持能隙不闭合时, 利用久保(Kubo)公式作霍尔电导计算, 能得到量子化的值: $\sigma_{yx} = ve^2/h$, v 被称为TKNN不变量。从几何学视角来看, 将二维绝缘体中占据电子态的贝里曲率在整個布里渊区作积分, 根据高斯—博内定理, 该积分会给出一个量子化的贝里相位: $2\pi C$, C 即拓

学中的陈(Chern)数。霍尔电导有正常(外磁场诱导)和反常(磁性引起)两类贡献机制, 反常霍尔电导又分为外在的(源自杂质散射)和内禀的(源自贝里曲率)贡献。由此可见, 量子化的霍尔电导与量子化的贝里相位同根同源, TKNN不变量即陈数, 这也将物理和数学上拓扑的概念统一在一起。

从整数QH效应实验发现至今, 已发现相当多的拓扑量子材料和新奇的量子效应(图1)^[3], 使拓扑量子物态成为凝聚态物理的研究焦点与前沿。其中, 磁性拓扑材料中手性无耗散边缘态可实现低能耗电子器件, 拓扑超导体中则存在马约拉纳零能模, 与拓量子计算密切相关, 它们是拓量子物态两个重要的发展方向。

本文将介绍几类典型的拓扑材料及其相关物理, 然后介绍磁性拓材料和拓超导体这两个与应用相关的重要体系, 以期让感兴趣的读者能了解拓量子物理领域的研究概况。拓量子物理领域蕴含丰富的材料与物性, 由于篇幅限制, 部分材料和内容文中没有介绍, 还请读者谅解。

2 拓材料体系

量子霍尔效应被发现后, 科学家们希望将拓物态的概念从有外加磁场的情形推广至零磁

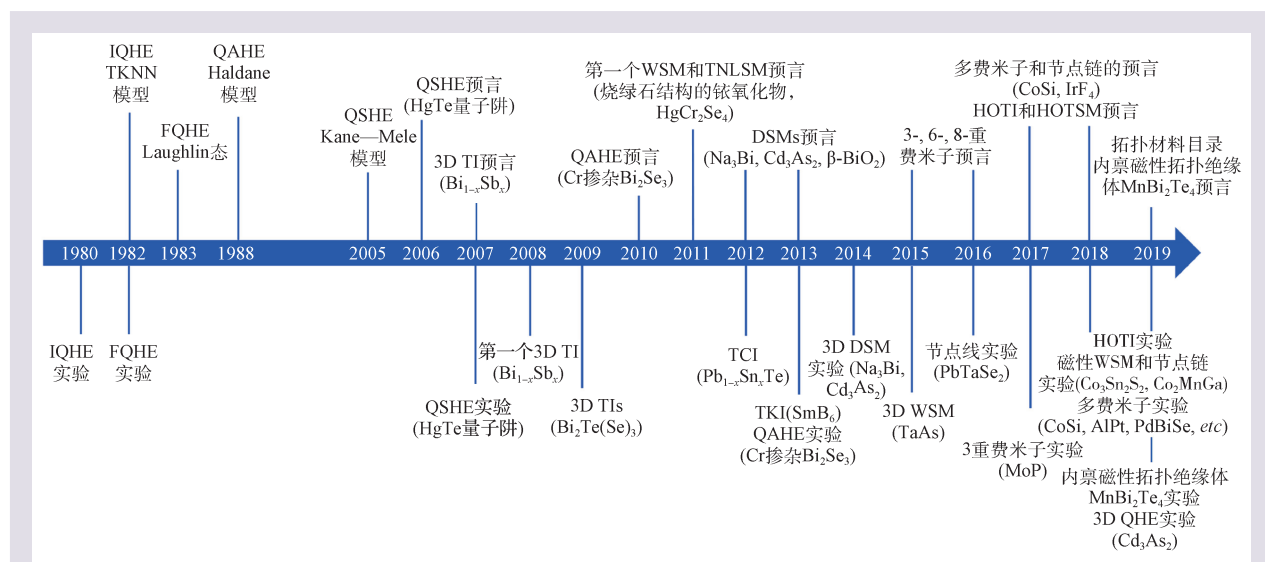


图1 拓量子物态领域发展时间表(修改自参考文献[3])。其中, IQHE是整数量子霍尔效应, FQHE是分数量子霍尔效应, QAHE是量子反常霍尔效应, QSHE是量子自旋霍尔效应, TI是拓绝缘体, TCI是拓晶体绝缘体, WSM是外尔半金属, TNLSM是拓节点线半金属, HOTI是高阶拓绝缘体, HOTSM是高阶拓半金属, TKI是拓近藤绝缘体

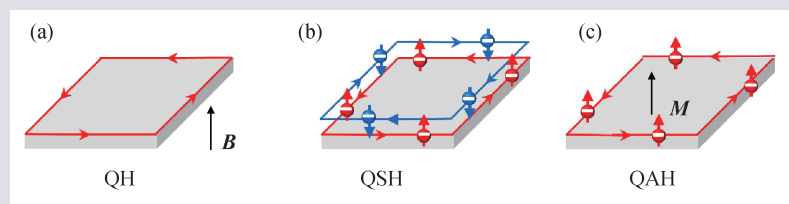


图2 量子霍尔(QH)效应(a)、量子自旋霍尔(QSH)效应(b)和量子反常霍尔(QAH)效应(c)模型图

并加以应用，主要目标是去掉外磁场和提高量子效应的实现温度。1988年，Haldane^[4]在二维蜂窝状六角晶格模型中引入局域非零但平均为零的周期性磁通，理论提出无朗道能级的QH效应，即量子反常霍尔(quantum anomalous Hall, QAH)效应。该量子相的体态绝缘且具有非零陈数，也被称为陈绝缘体。由于缺少合适的实际材料体系，在后续20多年中，相关实验进展缓慢。2005年，受时间反演对称保护的拓扑绝缘体(topological insulator, TI)的概念提出后，人们陆续提出和发现了多类不依赖于磁场而实现QAH效应的拓扑材料。

2.1 拓扑绝缘体

在某些二维系统中，由于自旋—轨道耦合，可存在两套由时间反演相联系的、自旋相反、陈数符号相反的量子霍尔态，这会产生量子自旋霍尔(quantum spin Hall, QSH)效应(图2(b))。这种新的拓扑物态被称为二维拓扑绝缘体，其拓扑性质被时间反演对称性所保护^[5, 6]。实验上，在具有能带结构反转的HgTe/CdTe量子阱^[7]、AlSb/InAs/GaSb/AlSb量子阱^[8, 9]结构以及单层WTe₂^[10]中都报道观测到QSH效应，输运测量得到量子化附近的纵向电阻平台($\rho_{xx} \approx h/2e^2$)以及非定域输运等符合QSH效应预期的现象。人们也在寻找更高温度的QSH系统^[11]。然而实验观测到的QSH平台量子化程度相比QH效应不够理想，也有人提出过对结果不同的解释^[12]。最近理论指出，不理想的量子化平台可能是时间反演对称保护的拓扑相的固有问题^[13]，即时间反演对称性并不真正能保护量子态不受环境的干扰。相比之下，QH(图2(a))和QAH(图2(c))是不需要时间反演对称保护的拓扑相，

因此具有更好的量子化平台。

2007年，时间反演对称保护拓扑绝缘体的概念从二维扩展到了三维^[14, 15]。Bi₂Se₃、Bi₂Te₃和Sb₂Te₃是后来研究最多的拓扑绝缘体材料体系^[16, 17]。然而Bi₂Se₃族拓扑绝缘体往往具有本征缺陷，载流子浓度高，迁移率低，

一直未能观测到量子化输运行为。后来人们在(Bi, Sb)₂Te₃和BiSbTeSe₂等材料中获得了更高的样品质量，实验观测到零阶朗道能级^[18]和表面态贡献的半整数QH效应^[19, 20]，这为进一步探索新奇物理现象和基于拓扑绝缘体表面态的器件应用提供了基础。

对于传统的d维拓扑绝缘体，一般具有(d-1)维的无能隙边缘态，如三维拓扑绝缘体具有二维狄拉克型表面态，二维拓扑绝缘体具有一维螺旋边缘态。近些年对拓扑物态的研究进一步催生了高阶拓扑绝缘体概念的建立，即对于d维n阶拓扑绝缘体，具有(d-n)维无能隙边缘态，如三维二阶拓扑绝缘体具有一维的无能隙“棱”态，二维二阶拓扑绝缘体具有零维的“角”态^[21]。目前实验上报道较少，其中使用扫描隧道显微镜(STM)和约瑟夫森干涉观察到三维Bi的棱上具有一维的螺旋型态，可能是三维二阶拓扑绝缘体^[22]。维度的变化可能会让拓扑绝缘体呈现出很多独特的性质，这一方向的研究目前还处于初期阶段。

2.2 拓扑晶体绝缘体

二维/三维拓扑绝缘体受时间反演对称保护。如果考虑其他对称性，如空间反演、镜面反射、旋转对称等，也能构筑新的拓扑物态。傅亮等人^[23]预言存在由晶体对称保护的一类拓扑绝缘体，即拓扑晶体绝缘体(topological crystalline insulator, TCI)，在具有特定晶体对称性的表面存在无能隙表面态。不久之后，实验证实SnTe和具有一定配比的Pb_{1-x}Sn_xSe(Te)为拓扑晶体绝缘体^[24-26]。由于外界电场、应力可以改变晶体对称性，SnTe

薄膜又具有接近室温的铁电性^[27]，拓扑晶体绝缘体在场效应管、压力感应器件等领域有潜在应用。目前，尚未在拓扑晶体绝缘体中观测到量子效应。

2.3 拓扑半金属

将拓扑分类从绝缘体推广至无能隙体系，可以获得新一类拓扑材料——拓扑半金属，包括狄拉克半金属、外尔半金属、节线半金属等，也是目前拓扑量子材料家族中一个很大的分支(图3)^[28-30]。直观理解，逐渐调控电子能带的能隙，使其逐渐减小至零，再逐渐变大，可以实现从三维拓扑绝缘体到普通绝缘体的拓扑量子相变。在相变点，导带底和价带顶相交于一个点，形成无能隙的三维狄拉克锥，即狄拉克半金属。在狄拉克半金属

中引入时间反演或空间反射对称性破缺，狄拉克点会劈裂成为整数对外尔点，成为外尔半金属。动量空间中两个手性相反的外尔点在材料表面由一段开放的费米弧连接。方忠、戴希研究组理论预言 Na_3Bi ^[31]和 Cd_3As_2 ^[32]是典型的受晶格对称保护的狄拉克半金属材料，和合作者通过计算发现， TaAs 、 TaP 、 NbAs 和 NbP 等材料具有时间反演对称和中心反射对称性破缺，属于非磁性外尔半金属^[33]。不久，人们就通过角分辨光电子能谱(angle resolved photoemission spectroscopy, ARPES)

实验观测到理论预言的拓扑能带结构^[34-39]。高质量拓扑半金属材料，如 Cd_3As_2 等，具有极高的迁移率和低载流子密度，修发贤研究组^[40]在楔形的 Cd_3As_2 样品中，观测到基于外尔轨道的独特的三维QH效应，将二维体系中的QH效应扩展到了三维。烧绿石结构的铋氧化物^[41]和 HgCr_2Se_4 ^[42]最先被预言是磁性外尔半金属，但实验上一直没有得到确定性的证明。理论计算和实验发现^[43-46]，由于Co原子构成笼目层状结构，半金属 $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ 具有易磁化轴垂直于膜面的铁磁性，是磁性外尔半金属。而 Fe_3Sn_2 ^[47, 48]和 FeSn ^[49, 50]同样具有磁性原子的笼目结构，属于磁性狄拉克半金属。由此可见，磁性原子的笼目结构对于拓扑性可能具有重要意义。磁性外尔半金属的薄膜可以呈现陈数随厚度变化的QAH态，但目前除了后文将提到的铁磁构型的 MnBi_2Te_4 外，这一现象还未得到实验证实。

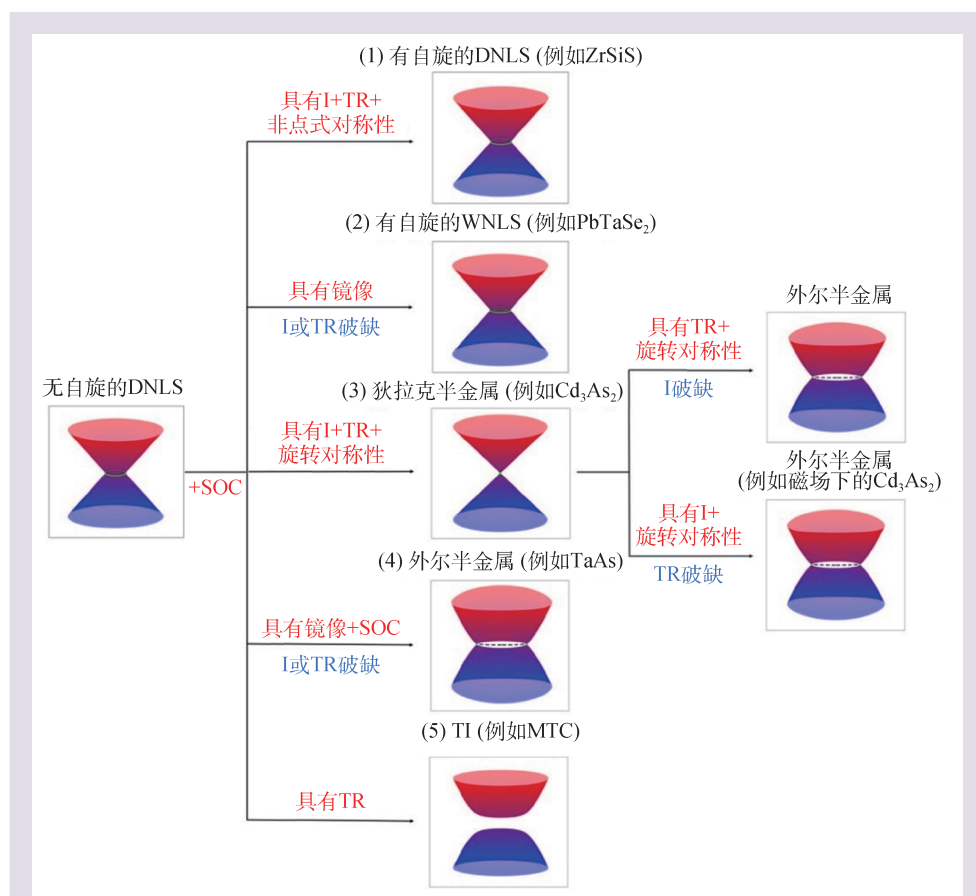


图3 不同类别的拓扑半金属量子态(修改自参考文献[28])。其中，DNLS是狄拉克节点线半金属，SOC是自旋轨道耦合，I表示反演对称，TR表示时间反演对称，WNLs是外尔节点线半金属，MTC是Mackay—Terrones晶体

3 磁性拓扑材料体系

获得高质量拓扑材料之后，一个很自然的课题是如何实现 QAH 效应。QAH 效应中的无耗散边缘态不仅可以用于低能耗电子学，还可能用于实现拓扑超导量子计算，是近些年拓扑量子物理领域一个重要的研究方向。事实上，通过磁性掺杂、磁性近邻和内禀磁性等方式可以形成磁性拓扑材料，都已实现 QAH 效应的实验观测。此外，在转角双层石墨烯^[51]、三层石墨烯^[52]和过渡金属硫化物^[53]中也实现了 QAH 效应。由于篇幅限制，下面主要介绍基于拓扑绝缘体的磁性材料体系。

3.1 磁性掺杂拓扑绝缘体

量子反常霍尔效应最先在磁性掺杂拓扑绝缘体材料中实现。2008 年，张首晟、祁晓亮、刘朝星等人^[54, 55]的理论工作提出，无论在三维拓扑绝缘体还是二维拓扑绝缘体中引入铁磁序，都会导致 QAH 效应。2010 年，方忠、戴希、张首晟等人的工作^[56]预言，在三维拓扑绝缘体 Bi₂Se₃ 族薄膜中进行磁性掺杂，可以通过范弗莱克(van Vleck)机制实现无需体载流子的长程铁磁序，实现 QAH 效应。2013 年，薛其坤研究组及合作者^[57]在 Cr 掺杂的 (Bi, Sb)₂Te₃ 薄膜中首次观察到这一效应(图 4(a), (e), (f))。不久之后，国际上多个研究团队在类似的磁性掺杂拓扑绝缘体中重复了这个结果。

以 QAH 效应为基础，通过构建拓扑/磁性异质结构，可以实现多种磁性拓扑物态。若薄膜上下表面

的磁化方向相反，拓扑材料两个表面产生的霍尔电导反向，整体霍尔电导为零，对应轴子绝缘体(axion insulator)^[58-60]；如果两层 QAH 薄膜有相反的磁化方向，则两个手性边缘态有相反的动量和自旋方向，通过插入普通绝缘体构成三层异质结构，可以形成类似 QSH 绝缘体的螺旋边缘态，不同的是两个边缘态空间上是分离的^[61]；若将相同的多层 QAH 效应薄膜堆叠在一起，中间以普通绝缘体层隔开，则可以得到等效的高陈数 QAH 系统^[62, 63]；通过调整 QAH 薄膜和普通绝缘体的厚度，系统可以展现普通绝缘体、QAH 相或者磁性外尔半金属^[64]。这些构型为探索其他新奇量子效应，如拓扑磁电效应和设计基于 QAH 的器件及调控提供了基础。

3.2 磁性近邻拓扑绝缘体

近邻效应是在三维拓扑绝缘体薄膜中引入磁性的另一种有效方式。自然界中有不少居里温度超室温的铁磁绝缘体(ferromagnetic insulator, FMI)和反铁磁绝缘体(anti-ferromagnetic insulator, AFMI)，它们具有有序的磁结构。如果能够制备出高质量的(A)FMI/TI/(A)FMI 体系，则有可能避开

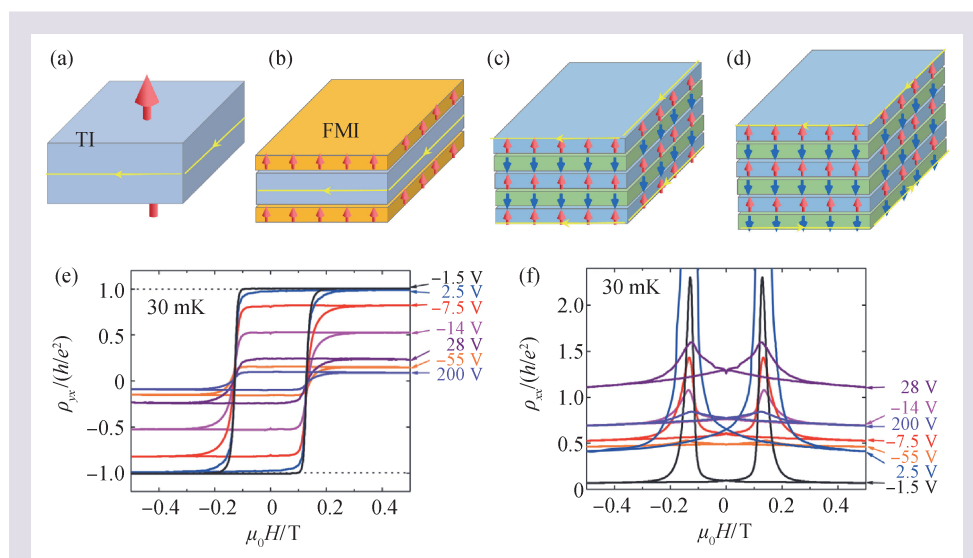


图4 几类实现 QAH 效应的不同磁性拓扑材料体系模型，箭头表示磁矩，黄色带箭头直线表示边缘态 (a)磁性掺杂拓扑绝缘体模型；(b)磁性近邻拓扑绝缘体模型；奇数层(c)和偶数层(d)内禀磁性拓扑绝缘体 MnBi₂Te₄ 模型；最先在 Cr 掺杂 (Bi, Sb)₂Te₃ 薄膜中测量到量化的霍尔电阻(e)和下降的纵向电阻(f)^[57]，这是判断 QAH 是否存在的一个实验现象

磁性掺杂拓扑绝缘体中的无序问题获得高温甚至超高温的QAH体系。由于铁磁绝缘体与拓扑绝缘体空间上是分离的，磁性态与拓扑态的界面耦合通常较弱，很长一段时间实验上没有进展。后来，Tokura研究组^[65]在 $(\text{Zn}, \text{Cr})\text{Te}/(\text{Bi}, \text{Sb})_2\text{Te}_3/(\text{Zn}, \text{Cr})\text{Te}$ 三明治结构中观测到了QAH效应，但是仍需要30 mK的测量温度(图4(b))；他们的另一个工作发现^[66]，如果在 $(\text{Bi}, \text{Sb})_2\text{Te}_3$ 薄膜上下两个表面附近掺杂高浓度Cr原子(足以将其变为普通磁性绝缘体)，则QAH效应的实现温度会显著提高。如何增强磁性近邻层与拓扑绝缘体表面态空间重叠和界面耦合是这一方向的重要课题。

3.3 内禀磁性拓扑绝缘体

如果一个材料兼具内禀的磁有序和拓扑绝缘体电子态结构，不但可以克服磁性掺杂带来的无序，也可以使磁性原子的电子态和拓扑电子态之间产生较强的杂化，从而形成较大的磁交换诱导的能隙。2019年，何珂/薛其坤研究组和徐勇/段文晖研究组^[67, 68]结合实验和理论发现，内禀磁性拓扑绝缘体 MnBi_2Te_4 是研究磁性拓扑物理的理想材料平台。奇数层 MnBi_2Te_4 薄膜会显示出QAH效应(图4(c))，而偶数层则展示轴子绝缘体态^[68-71](图4(d))。当外磁场克服 MnBi_2Te_4 较弱的层间反铁磁耦合将其变为铁磁构型时，将导致磁性外尔半金属相。理论计算表明，其表面磁能隙可以达到几十毫电子伏特，有望实现高温QAH效应，近些年引起了大量的关注。实验上，在单晶解理的薄片上观测到了QAH效应^[72]和轴子绝缘体到陈绝缘

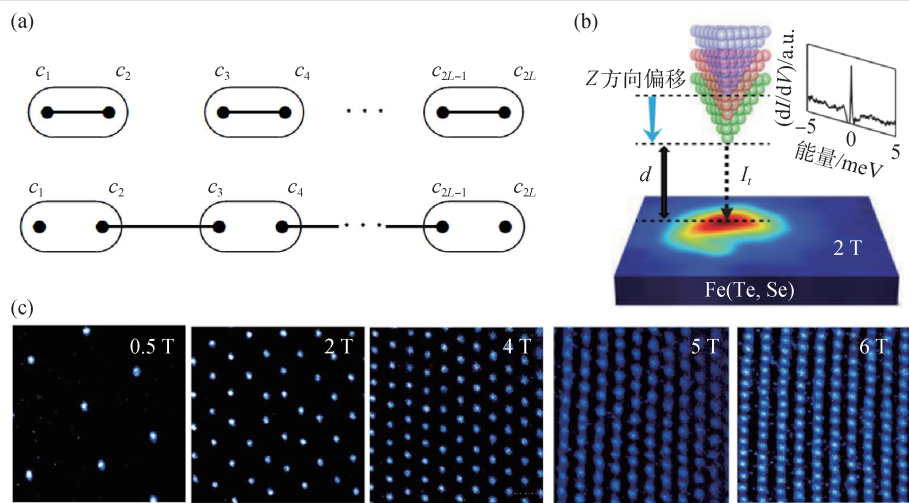


图5 几种典型拓扑超导体系 (a) Kitaev模型示意图^[76]；(b)使用STM测量拓扑超导体系表面超导磁通涡旋处高分辨零偏压电导峰的示意图^[100]，小图是在涡旋中心测到的零偏压电导峰线图；(c) LiFeAs中外磁场调控有序的超导磁通涡旋^[102]，图中每一个亮点就是一个涡旋

体相的转变^[73]。在厚层薄片样品中还观测到了陈数为2的量子霍尔电阻平台^[74]，这是铁磁态 MnBi_2Te_4 是磁性外尔半金属相的一个重要证据。更有趣的是，在高磁场下，反常霍尔电阻量子化的行为可以持续到几十开尔文，说明有望在更高温度下实现QAH效应^[75]。目前的主要挑战是如何提高可显示QAH效应(尤其是零场量子化)样品制备的成功率。

4 拓扑超导体系

与绝缘体类似，超导体在费米能级处也有能隙，拓扑性与超导性相结合会构成新的量子物态——拓扑超导体，其体态是超导态，表面则是具有拓扑保护的、无能隙电子态。在拓扑超导体中可能出现马约拉纳零能模，由于其具有非阿贝尔任意子的特征，可以用于实现拓扑量子计算。因此，拓扑超导体是目前凝聚态物理领域最受关注的研究方向之一。从材料的角度看，主要分为异质结构拓扑超导体和内禀拓扑超导体两类。

4.1 异质结构拓扑超导体系

2001年，Kitaev^[76]提出一个一维拓扑超导的模型，在其端点可以实现马约拉纳零能模(图5(a))。

这个模型可以利用具有强自旋轨道耦合的半导体纳米线(如InAs或InSb)与*s*波超导耦合,在外加磁场下实现^[77, 78]。半导体较好的可调控性和较高的载流子迁移率有利于构造高质量的拓扑量子比特器件。基于此类体系,理论上已提出拓扑量子比特实现的详细方案和路线图^[79, 80];实验上已能够实现多参数变化下的量子化零能电导平台^[81]。在超导Pb衬底上制备出Fe原子链也可能诱导出*p*波超导,STM观测到其两端的零偏压电导峰^[82]。

2008年, Fu—Kane模型^[83]研究了二维无简并超导狄拉克表面态的准粒子行为,证明稳定的单个马约拉纳零能模可以存在于*s*波超导体与拓扑绝缘体异质界面的超导磁通涡旋中。实验上,在拓扑绝缘体Bi₂Se₃薄膜与超导体NdSe₂的异质结构中,通过STM确实观测到了近邻效应导致的超导能隙,同时ARPES实验也证明了狄拉克型表面态的存在^[84];在Bi₂Te₃薄膜与NdSe₂的异质结构的超导磁通涡旋中的零偏压电导峰,可能对应于马约拉纳零能模^[85-87]。另外,理论预言^[88-91], QAH绝缘体与*s*波超导体的近邻效应可以产生手性拓扑超导体,不过目前还没有确定的实验证据。

4.2 内禀拓扑超导体

内禀拓扑超导体本身具有拓扑非平庸的带隙结构。早期人们曾认为Sr₂RuO₄是*p*波超导^[92],而手性*p*波超导的准粒子谱将具有非平庸的拓扑不变量,但目前并没有手征拓扑超导的确凿性证据^[93]。在拓扑绝缘体材料被发现以后,人们发现对拓扑绝缘体材料进行掺杂也可以诱导出超导态,比如Cu_xBi₂Se₃^[94]、Sr_xBi₂Se₃、Tl_xBi₂Te₃等,有可能产生拓扑超导态^[95]。在铁基超导体中通过调节*p_z*轨道与*d*轨道能带交叉,可以获得拓扑非平庸的能带结构。理论预言^[96, 97]FeSe_{0.5}Te_{0.5}是拓扑超导体,ARPES测量发现在具有相近配比的FeTe_{0.55}Se_{0.45}单晶表面存在拓扑超导表面态,而且在*T_c*~14.5 K以下,费米能级附近会打开一个各向

同性的*s*波超导能隙^[98]。通过STM实验(图5(b)),人们在超导磁通涡旋的中心观察到了零偏压束缚态^[99],甚至得到量子化电导^[100]。在LiFeAs中也观察到类似的零偏压电导峰^[101],通过调控外磁场,可以实现有序的、密度和几何形状可调的涡旋结构^[102](图5(c)),这为操纵和编织马约拉纳零模态提供了一个理想的材料平台。内禀拓扑超导体材料的优势是避开了超导—半导体界面这一复杂问题,劣势是作为一个纯粹的超导(金属)材料难以调控和器件化。

目前拓扑超导体研究的最大挑战是如何确定性证明其拓扑非平庸性质。实验上观测到的零能电导峰(即使量子化附近的)往往也可以找到其他可能的解释。也许只有实现拓扑量子比特和马约拉纳零能模编织才能为拓扑超导提供决定性的证据,这也是此方向下一步研究的关键。

5 总结与展望

理论分析发现非磁性化合物中相当大一部分都属于拓扑量子材料,目前的研究仅涉及很小的一部分,有相当大的空间需要进一步的探索。之前拓扑材料的研究多集中在单粒子图像下,对于强关联体系中拓扑物态问题研究尚处于初期;拓扑量子材料虽多,但是高质量、稳定的材料体系数量有限,需要继续探索性能更好的材料;拓扑材料中的新奇量子效应已在实验上实现的不多,且实现条件苛刻。拓扑量子物态丰富,有很多量子效应待以实现;拓扑量子计算尚在初级探索阶段,马约拉纳零模态在多个体系中被观测到,但真正的拓扑量子计算需要对马约拉纳零模态进行操纵和编织,需要更稳定的材料体系和器件制备以及明确的实现路径。拓扑量子材料的出现带来了全新的拓扑物性,可能推动基础研究和器件应用的全面发展,并开创新的科学领域。由此可见,拓扑量子物理学方兴未艾,未来可期。衷心希望有越来越多的人加入到这个领域中来,共同探索其中的奥秘。

参考文献

- [1] von Klitzing K, Dorda G, Pepper M. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, 45: 494
- [2] Thouless D J, Kohmoto M, Nightingale M P *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1982, 49: 405
- [3] Lv B Q, Qian T, Ding H. *Rev. Mod. Phys.*, 2021, 93: 025002
- [4] Haldane F D M. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 61: 2015
- [5] Kane C L, Mele E J. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95: 146802
- [6] Bernevig B A, Zhang S C. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96: 106802
- [7] König M, Wiedmann S, Brüne C *et al.* *Science*, 2007, 318: 766
- [8] Knez I, Du R R, Sullivan G. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107: 136603
- [9] Du L, Knez I, Sullivan G *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 114: 096802
- [10] Wu S, Fatemi V, Gibson Q D *et al.* *Science*, 2018, 359: 76
- [11] Xu Y, Yan B, Zhang H J *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 111: 136804
- [12] Nichele F, Suominen H J, Kjaergaard M *et al.* *New J. Phys.*, 2016, 18: 083005
- [13] McGinley M, Cooper N R. *Nat. Phys.*, 2020, 16: 1181
- [14] Fu L, Kane C L, Mele E J. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98: 106803
- [15] Roy R. *Phys. Rev. B*, 2009, 79: 195322
- [16] Zhang H, Liu C X, Qi X L *et al.* *Nat. Phys.*, 2009, 5: 438
- [17] Xia Y, Qian D, Hsieh D *et al.* *Nat. Phys.*, 2009, 5: 398
- [18] Salehi M, Shapourian H, Rosen I T *et al.* *Adv. Mater.*, 2019, 31: 1901091
- [19] Xu Y, Miotkowski I, Liu C *et al.* *Nat. Phys.*, 2014, 10: 956
- [20] Yoshimi R, Tsukazaki A, Kozuka Y *et al.* *Nat. Commun.*, 2015, 6: 6627
- [21] Song Z, Fang Z, Fang C. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 119: 246402
- [22] Schindler F, Wang Z, Vergniory M G *et al.* *Nat. Phys.*, 2018, 14: 918
- [23] Fu L. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 106: 106802
- [24] Dziawa P, Kowalski B J, Dybko K *et al.* *Nat. Mater.*, 2012, 11: 1023
- [25] Yan C, Liu J, Zang Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 112: 186801
- [26] Tanaka Y, Ren Z, Sato T *et al.* *Nat. Phys.*, 2012, 8: 800
- [27] Chang K, Liu J, Lin H *et al.* *Science*, 2016, 353: 274
- [28] Yang S Y, Yang H, Derunova E *et al.* *Adv. Phys. X*, 2018, 3: 1414631
- [29] Weng H, Dai X, Fang Z. *J. Phys. Condens. Matter*, 2016, 28: 303001
- [30] Weng H. *Chin. Sci. Bull.*, 2016, 61: 3907
- [31] Wang Z, Sun Y, Chen X Q *et al.* *Phys. Rev. B*, 2012, 85: 195320
- [32] Wang Z, Weng H, Wu Q *et al.* *Phys. Rev. B*, 2013, 88: 125427
- [33] Weng H, Fang C, Fang Z *et al.* *Phys. Rev. X*, 2015, 5: 011029
- [34] Liu Z K, Zhou B, Zhang Y *et al.* *Science*, 2014, 343: 864
- [35] Liu Z K, Jiang J, Zhou B *et al.* *Nat. Mater.*, 2014, 13: 677
- [36] Lv B Q, Weng H M, Fu B B *et al.* *Phys. Rev. X*, 2015, 5: 031013
- [37] Lv B Q, Xu N, Weng H M *et al.* *Nat. Phys.*, 2015, 11: 724
- [38] Xu S Y, Belopolski I, Alidoust N *et al.* *Science*, 2015, 349: 613
- [39] Yang L X, Liu Z K, Sun Y *et al.* *Nat. Phys.*, 2015, 11: 728
- [40] Zhang C, Zhang Y, Yuan X *et al.* *Nature*, 2019, 565: 331
- [41] Wan X, Turner A M, Vishwanath A *et al.* *Phys. Rev. B*, 2011, 83: 205101
- [42] Xu G, Weng H, Wang Z *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107: 186806
- [43] Xu Q, Liu E, Shi W *et al.* *Phys. Rev. B*, 2018, 97: 235416
- [44] Liu E, Sun Y, Kumar N *et al.* *Nat. Phys.*, 2018, 14: 1125
- [45] Weng H. *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, 2019, 62: 127031
- [46] 周丽琴, 徐远锋, 翁红明 等. *物理*, 2020, 49(12): 807
- [47] Ye L, Kang M, Liu J *et al.* *Nature*, 2018, 555: 638
- [48] Ye L, Chan M K, McDonald R D *et al.* *Nat. Commun.*, 2019, 10: 4870
- [49] Kang M, Ye L, Fang S *et al.* *Nat. Mater.*, 2020, 19: 163
- [50] Lin Z, Wang C, Wang P *et al.* *Phys. Rev. B*, 2020, 102: 155103
- [51] Serlin M, Tschirhart C L, Polshyn H *et al.* *Science*, 2020, 367: 900
- [52] Chen G, Sharpe A L, Fox E J *et al.* *Nature*, 2020, 579: 56
- [53] Li T, Jiang S, Shen B *et al.* *Nature*, 2021, 600: 641
- [54] Qi X L, Hughes T L, Zhang S C. *Phys. Rev. B*, 2008, 78: 195424
- [55] Liu C X, Qi X L, Dai X *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101: 146802
- [56] Yu R, Zhang W, Zhang H J *et al.* *Science*, 2010, 329: 81
- [57] Chang C Z, Zhang J, Feng X *et al.* *Science*, 2013, 340: 167
- [58] Mogi M, Kawamura M, Yoshimi R *et al.* *Nat. Mater.*, 2017, 16: 516
- [59] Mogi M, Kawamura M, Tsukazaki A *et al.* *Sci. Adv.*, 2017, 3: 1669
- [60] Xiao D, Jiang J, Shin J H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 120: 056801
- [61] Feng Y, Jiang G, Wu W *et al.* *Phys. Rev. B*, 2019, 100: 165403
- [62] Jiang G, Feng Y, Wu W *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2018, 35: 076802
- [63] Zhao Y F, Zhang R, Mei R *et al.* *Nature*, 2020, 588: 419
- [64] Burkov A A, Balents L. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107: 127205
- [65] Watanabe R, Yoshimi R, Kawamura M *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2019, 115: 102403
- [66] Mogi M, Yoshimi R, Tsukazaki A *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2015, 107: 182401
- [67] Gong Y, Guo J, Li J *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2019, 36: 076801
- [68] Li J, Li Y, Du S *et al.* *Sci. Adv.*, 2019, 5: eaaw 5685
- [69] Zhang D, Shi M, Zhu T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 122: 206401
- [70] Otrokov M M, Klimovskikh I I, Bentmann H *et al.* *Nature*, 2019, 576: 416

[71] Otkrov M M, Rusinov I P, Blanco-Rey M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2019, 122: 107202

[72] Deng Y, Yu Y, Shi M Z *et al.* Science, 2020, 367: 895

[73] Liu C, Wang Y, Li H *et al.* Nat. Mater., 2020, 19: 522

[74] Ge J, Liu Y, Li J *et al.* Natl. Sci. Rev., 2020, 7: 1280

[75] He K. npj Quantum Mater., 2020, 5: 90

[76] Kitaev A Y. Phys.-Uspekhi, 2001, 44: 131

[77] Lutchyn R M, Sau J D, Sarma S D. Phys. Rev. Lett., 2010, 105: 077001

[78] Oreg Y, Refael G, von Oppen F. Phys. Rev. Lett., 2010, 105: 177002

[79] Karzig T, Knapp C, Lutchyn R M *et al.* Phys. Rev. B, 2017, 95: 235305

[80] Plugge S, Rasmussen A, Egger R *et al.* New J. Phys., 2017, 19: 012001

[81] Wang Z, Song H, Pan D *et al.* 2022, arXiv: 2205.06736

[82] Nadj-Perge S, Drozdov I K, Li J *et al.* Science, 2014, 346: 602

[83] Fu L, Kane C L. Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 096407

[84] Wang M X, Liu C, Xu J P *et al.* Science, 2012, 336: 52

[85] Xu J P, Wang M X, Liu Z L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2015, 114: 017001

[86] Xu J P, Liu C, Wang M X *et al.* Phys. Rev. Lett., 2014, 112: 217001

[87] Sun H H, Zhang K W, Hu L H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2016, 116: 257003

[88] Qi X L, Hughes T L, Zhang S C. Phys. Rev. B, 2010, 82: 184516

[89] Chung S B, Qi X L, Maciejko J *et al.* Phys. Rev. B, 2011, 83: 100512

[90] Wang J, Zhou Q, Lian B *et al.* Phys. Rev. B, 2015, 92: 064520

[91] Lian B, Wang J, Zhang S C. Phys. Rev. B, 2016, 93: 161401

[92] Mackenzie A P, Maeno Y. Rev. Mod. Phys., 2003, 75: 657

[93] Elster L, Platt C, Thomale R *et al.* Nat. Commun., 2015, 6: 8232

[94] Hor Y S, Williams A J, Checkelsky J G *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 057001

[95] Wray L A, Xu S Y, Xia Y *et al.* Nat. Phys., 2010, 6: 855

[96] Wang Z, Zhang P, Xu G *et al.* Phys. Rev. B, 2015, 92: 115119

[97] Xu G, Lian B, Tang P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2016, 117: 047001

[98] Zhang P, Yaji K, Hashimoto T *et al.* Science, 2018, 360: 182

[99] Wang D, Kong L, Fan P *et al.* Science, 2018, 362: 333

[100] Zhu S, Kong L, Cao L *et al.* Science, 2020, 367: 189

[101] Kong L, Cao L, Zhu S *et al.* Nat. Commun., 2021, 12: 4146

[102] Li M, Li G, Cao L *et al.* Nature, 2022, 606: 890

读者和编者

订阅《物理》得好礼

——超值回馈《岁月留痕——<物理>四十年集萃》

为答谢广大读者长期以来的关爱和支持，《物理》编辑

户名：中国科学院物理研究所
 帐号：11 250 1010 4000 5699
 (请注明《物理》编辑部)
 咨询电话：010-82649029；82649277
 Email: physics@iphy.ac.cn

部特推出优惠订阅活动：向编辑部连续订阅2年《物理》杂志，将获赠《岁月留痕——<物理>四十年集萃》一本。该书收录了1972年到2012年《物理》发表的40篇文章，476页精美印刷，定价68元，值得收藏。

希望读者们爱上《物理》!

订阅方式(编辑部直接订阅优惠价180元/年)

(1) 邮局汇款

收款人地址：北京市中关村南三街8号中科院物理所，100190

收款人姓名：《物理》编辑部

(2) 银行汇款

开户行：农行北京科院南路支行

