

在人工拓扑超导体磁通涡旋中寻找Majorana零能模

李耀义 贾金锋

Search for Majorana zero mode in the magnetic vortex of artificial topological superconductor

Li Yao-Yi Jia Jin-Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 137401 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181698

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181698>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

低维超导的实验进展

Recent experimental progress in low-dimensional superconductors

物理学报. 2015, 64(21): 217405 <https://doi.org/10.7498/aps.64.217405>

三维介观超导环的涡旋结构

Vortex pattern in three-dimensional mesoscopic superconducting rings

物理学报. 2016, 65(4): 047501 <https://doi.org/10.7498/aps.65.047501>

Majorana零模式的电导与低压振荡散粒噪声

Low-bias oscillations of shot noise as signatures of Majorana zero modes

物理学报. 2018, 67(18): 187302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172372>

时间反演对称性破缺系统中的拓扑零能模

Topological zero-energy modes in time-reversal-symmetry-broken systems

物理学报. 2017, 66(22): 220201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.220201>

准一维Cr基超导体RbCr₃As₃的超导能隙

Superconducting gap of quasi-one-dimensional Cr-based superconductor RbCr₃As₃

物理学报. 2018, 67(20): 207411 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181692>

铁基高温超导体电子结构的角分辨光电子能谱研究

Angle-resolved photoemission studies on iron based high temperature superconductors

物理学报. 2018, 67(20): 207413 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181768>

特邀综述

在人工拓扑超导体磁通涡旋中 寻找 Majorana 零能模*

李耀义^{1)2)†} 贾金锋^{1)2)‡}

1) (上海交通大学物理与天文学院, 人工结构及量子调控教育部重点实验室, 沈阳材料科学国家研究中心, 上海 200240)

2) (李政道研究所, 上海 200240)

(2018年9月12日收到; 2018年10月11日收到修改稿)

寻找具有拓扑序的新物质态是目前一个非常活跃和令人激动的研究领域. 与拓扑绝缘体类似, 在超导体中也存在着拓扑非平庸的超导态, 它与传统的超导体在拓扑性上是不等价的, 这种具有非平庸拓扑序的超导体被称为拓扑超导体. 拓扑超导体在体内具有非零的超导能隙, 而在表面有无能隙的表面态. 理论预言在拓扑超导体中能够实现具有非 Abelian 统计特性的 Majorana 费米子. Majorana 费米子可以用来构建拓扑量子比特, 在拓扑量子计算方面有重大的科研和应用前景. 拓扑绝缘体的出现催生出了许多人工拓扑超导体材料. 本专题将主要介绍在拓扑绝缘体/超导体异质结中探测 Majorana 费米子的一系列实验工作. 通过对拓扑超导体的研究, 人们对超导电性有了全新的认识, 有可能找到实现 Majorana 费米子新奇量子物理性质的方法.

关键词: 超导近邻效应, 超导薄膜及低维结构, 涡旋, 隧穿**PACS:** 74.45.+c, 74.78.-w, 74.25.Uv, 74.55.+v**DOI:** 10.7498/aps.68.20181698

1 引言

拓扑超导电性是一种新颖的量子态, 然而到目前为止拓扑超导体还没有严格的定义. 拓扑超导体在体内具有非零的超导能隙, 而在表面有无能隙的表面态, 理论预言在表面态中存在着 Majorana 费米子^[1]. 拓扑超导体可以是多种维度, 比如三维块体、二维薄膜、一维纳米线, 而 Majorana 费米子存在于这些拓扑超导体的表面或者边缘处. 由于有重要的研究价值以及在量子计算中潜在的应用前景, 最近 Majorana 费米子引起了人们的广泛关注. 拓扑超导体是 Majorana 费米子的物质载体, 所以人

们把注意的目光很自然地集中在如何获得拓扑超导体上.

Majorana 费米子最先由 Majorana^[2] 于 1937 年提出. Majorana 费米子是一种特殊的费米子, 它的反粒子是其本身. 在粒子物理中, 中微子被认为是 Majorana 费米子, 但是还没有被实验证实. 在过去十几年中, 凝聚态物理学家认为可以在固体中构造出性质和 Majorana 费米子性质类似的准粒子态, 即 Majorana 束缚态. 与中微子不同, Majorana 束缚态只局限在固体中, 可以看成半个费米子, 当两个 Majorana 束缚态准粒子靠得很近时, 它们的波函数发生重叠, 然后形成一个普通的费米子, 即电子或者空穴. 另外, Majorana 束缚态被认为有

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2016YFA0301003, 2016YFA0300403)、国家自然科学基金 (批准号: 11521404, 11634009, U1632102, 11504230, 11674222, 11574202, 11674226, 11574201, U1632272, 11655002) 和中国科学院战略性先导科技专项 (B类)(批准号: XDB28000000) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yaoyili@sjtu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: jfjia@sjtu.edu.cn



李耀义, 2005年本科毕业于武汉大学物理科学与技术学院, 2011年毕业于清华大学物理系, 获博士学位. 2011年—2015年, 在美国威斯康辛大学密尔沃基分校从事博士后研究. 2015年至今在上海交通大学物理与天文学院任特别研究员, 博士生导师. 长期致力于利用扫描隧道显微镜及分子束外延联合超高真空系统, 在固体表面上进行低维纳米结构的原子级精度的可控生长及其电子结构的表征. 在拓扑绝缘体薄膜, 一维石墨烯纳米带, 零维纳米颗粒等低维纳米结构研究方向中取得一系列原创性的成果.



贾金锋, 1987年本科毕业于北京大学物理系, 1992年北京物理学系获博士学位. 先后在日本、美国等重要研究机构工作5年, 之后历任中国科学院物理研究所研究员、清华大学教授. 现任上海交通大学讲席教授, 上海交通大学低维物理与界面工程实验室学术带头人, 博士生导师. 曾获2016年教育部自然科学一等奖(第一获奖人), 2014年十佳全国优秀科技工作者提名奖, 2014年第五届中国侨界(创新成果)贡献奖, 2013年全球华人物理学会“亚洲成就奖”, 2011年国家自然科学二等奖(第一获奖人); 2011年香港求是科技基金会“杰出科技成就集体奖”; 2005年中国科学院杰出科技成就集体奖; 2004年国家自然科学二等奖(第三获奖人); 2003年北京市科学技术一等奖; 2001—2002中国科学院“重大创新贡献团队”奖; 1997年国家教育委员会科技进步一等奖等重要奖项. 国家杰出青年基金获得者(2003)、国家教育部“长江学者奖励计划”特聘教授(2009). 在SCI收录的杂志上发表文章250多篇, 其中 *Science* 4篇, *Nature Mater.* 2篇, *Nature Phys.* 3篇, *Adv. Mater.* 5篇, *Phys. Rev. Lett.* 21篇, *APL/PRB* 40多篇, 综述文章5篇. 文章被引用11000多次, 被选为2018年 *Highly cited research* (*Clarivate Analytics*). 在重要的国际会议上做邀请报告得60余次.

非 Abelian 统计特性, 即在 Majorana 束缚态中, 交换其中任意两个准粒子, 波函数不仅在符号上发生变化, 而且会引起波函数在 Hilbert 空间中发生特殊的相位演化. 具有非 Abelian 统计特性的准粒子态是拓扑量子计算的基础^[3], 而 Majorana 束缚态则是最简单的具有非 Abelian 统计特性的准粒子态^[4], 极为适合用于构建拓扑量子比特, 实现可容错的拓扑量子计算^[5-8]. 虽然在自然界中天然存在的 Majorana 束缚态还没有被观测到, 但是 Majorana 束缚态在量子存储、量子计算方面的应用前景, 给 Majorana 费米子的研究又增加了极大的吸引力.

在固体中电子和空穴是一对特性相反的准粒子, 而 Majorana 费米子的特性告诉我们, Majorana 束缚态应该是电子态和空穴态形成的某种特殊的

叠加态. 由于在超导系统中 Bogoliubov 准粒子的波函数同时存在着电子和空穴的成分, 这自然地让人们想到在超导体中寻找 Majorana 束缚态^[9]. 然而在大多数超导体中 Cooper 对中的两个电子有相反的自旋取向, 会导致 Majorana 束缚态中电子和空穴的自旋取向也应该相反, 这不符合 Majorana 费米子反粒子是其自身的特性, 所以在大多数超导体中, Majorana 束缚态不会形成. 然而, Majorana 束缚态会在某些奇异的超导体中存在, 在这些超导体中 Cooper 对中的电子有相同的自旋取向, 即具有三重超导配对. Majorana 束缚态具有非平庸的拓扑序, 所以它们存在于所有具有相同拓扑序的超导系统中.

Majorana 费米子存在于拓扑超导体中, 然而自然界中的拓扑超导体材料极为稀少. 随着拓扑绝缘体研究领域的兴起^[1,10], 凝聚态理论学家提出将拓扑绝缘体与常规的 s 波超导体材料结合起来, 通过超导近邻效应使拓扑表面态发生超导转变, 在这种异质结中可以形成 Majorana 束缚态^[11]. 理论研究表明, 描述拓扑绝缘体表面态的哈密顿量要包含时间反演对称性, 而当 s 波超导体的 Cooper 对电子通过超导近邻效应隧穿到拓扑绝缘体表面后, 拓扑绝缘体表面态的哈密顿量不仅要包含时间反演对称性, 还要包含电子空穴对称性. 这时超导的拓扑绝缘体表面态的哈密顿量特征与一个具有时间反演对称性的 $p_x + ip_y$ 超导体的哈密顿量特征相同, 而后者的拓扑性与普通的 s 波超导体的拓扑性不等价. 这种构造拓扑绝缘体/超导体异质结的方法极大地拓展了拓扑超导体材料的选择范围.

目前国内外越来越多的研究组已经开始在各种人工拓扑超导体结构中寻找 Majorana 费米子, 欧美国家的政府以及世界上许多著名的科技公司都已经开始投入巨资到拓扑量子技术这一战略性研究领域. 我国正在规划筹建量子信息科学国家实验室, 在量子通讯、量子计算、量子精密测量、量子核心材料与器件等各方面做出全方位的部署, 拓扑量子计算也是其中的重要组成部分之一. 一旦拓扑量子比特器件研制成功, 将大大降低量子计算的出错概率, 加速量子计算的实用化进程, 在量子计算机方面将具有巨大的应用前景, 有可能拉开新一轮科学技术革命的序幕.

本综述将主要介绍最近在拓扑绝缘体/超导体异质结中通过超导近邻效应实现拓扑超导体和探

测 Majorana 费米子的一系列实验工作。

2 拓扑绝缘体/超导体异质结

拓扑绝缘体是一类新颖的量子态, 它的内部是不导电的绝缘体, 而表面有无能隙的表面态, 表面态具有时间反演对称性, 表面态中的电子自旋和动量方向锁定在一起, 所以表面态在能量和动量空间中呈自旋极化的螺旋型色散关系^[1,10]. 最近十几年人们制备了各种拓扑绝缘体材料^[12]. 拓扑绝缘体表面态与磁体或者超导体相互作用时, 可以产生许多奇特的量子现象, 比如, 量子反常霍尔效应^[13,14]、拓扑超导体^[15]、Majorana 费米子^[11,16]以及量子计算^[5]等。

虽然自然界中的拓扑超导体材料极为稀少, 但是拓扑绝缘体的出现催生出了许多人工拓扑超导体材料. 把拓扑序和超导序耦合在一起有多种方法, 其中一种方法是利用掺杂把拓扑绝缘体本身变为超导体. 比如, 人们已经在 Cu^[17-20], Sr^[21,22], Nb^[23,24]掺杂的 Bi₂Se₃ 中观测到了超导电性, 这些材料的超导转变温度大约在 3K 左右. 最近人们发现这类材料的超导序参量的对称性与常规 s 波超导体的对称性不同, Bi₂Se₃ 的面内晶体结构具有三重对称性, 但是掺杂变成超导体后, 超导序参量显示为二重对称性^[25]. 虽然理论预言在这类材料中存在 Majorana 零能模, 但是实验上还没有相关报道. 还有的方法是对拓扑绝缘体材料施加压力, 使其发生超导转变. 目前, 通过高压已经可以使拓扑绝缘体 Bi₂Te₃^[26,27], Bi₂Se₃^[28], Sb₂Te₃^[29] 发生超导转变, 而且压力范围很宽, 超导转变温度能提高到液氮温度以上, 达到 6—8 K, 但拓扑超导特性如何表征还需进一步研究. 另外一种方法就是制备拓扑绝缘体/超导体异质结, 利用超导近邻效应, 使拓扑绝缘体表面态发生超导转变. 该方法在实验上最早由上海交通大学贾金锋团队在 Bi₂Se₃/NbSe₂ 以及 Bi₂Te₃/NbSe₂ 体系中实现, 并且通过一系列实验证实在这种拓扑绝缘体/超导体异质结中有明显的 Majorana 零能模存在的证据^[30-33]. 在其他异质结体系, 比如 Pb/Bi₂Te₃^[34]、二维拓扑绝缘体 HgTe/CdTe 量子阱^[35]、InAs/GaSb 量子阱^[36,37]与超导体形成的异质结中, 人们通过运输的方法研究了超导近邻效应. 最近, 通过运输方法还在量子反常霍尔绝缘体与超导体形成的异质结中观测到了 Majorana 手征

模诱导的半整数量子平台^[38]. 另外, 在一维体系中, 比如 InSb 纳米线^[39,40]与超导体形成的异质结中以及在超导体表面生长的一维磁性 Fe 原子链^[41]的两端, 也从实验上观测到了 Majorana 零能模存在的迹象. 所以, 目前国内外已经有越来越多的研究组投入到拓扑超导体以及 Majorana 费米子的研究中。

2.1 Bi₂Se₃/NbSe₂ 异质结

由于拓扑绝缘体和超导体材料之间的晶格失配、界面反应、再加上拓扑绝缘体的热稳定性不高, 实验制备拓扑绝缘体/超导体异质结是非常有挑战的事情. 然而, 这些问题可以用 van der Waals 外延生长的方法解决, 这种生长方法所用的材料都是具有 van der Waals 间隙的层状结构^[42]. 拓扑绝缘体 Bi₂Se₃ 每一层由 Se-Bi-Se-Bi-Se 五原子层 (QL) 构成^[43], 超导体 NbSe₂ 每一层由 Se-Nb-Se 三原子层 (TL) 构成^[44], 层于层之间都具有 van der Waals 间隙. Wang 等^[30]利用分子束外延生长方法, 将拓扑绝缘体 Bi₂Se₃ 薄膜长在解理的超导体 NbSe₂ 衬底上, 并用低温扫描隧道显微镜 (STM) 和扫描隧

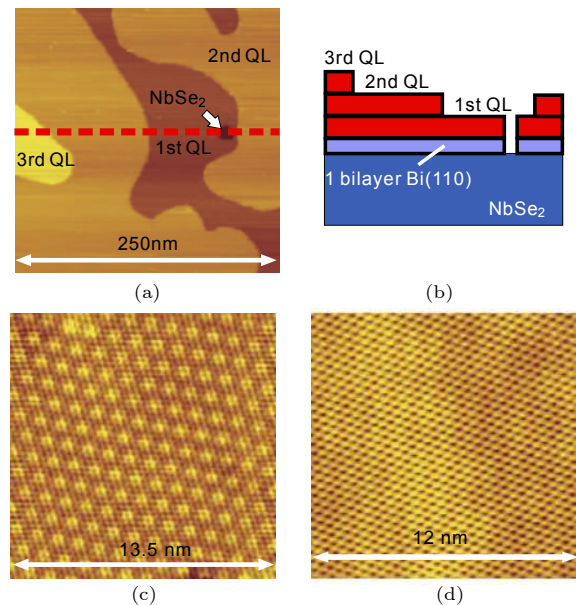


图 1 (a) 在 NbSe₂ 衬底上生长的 Bi₂Se₃ 薄膜的形貌; (b) Bi₂Se₃/NbSe₂ 异质结示意图; (c) NbSe₂ 衬底表面的原子分辨 STM 图; (d) Bi₂Se₃ 薄膜表面的原子分辨 STM 图^[30]

Fig. 1. (a) Morphology of Bi₂Se₃ thin films grown on NbSe₂ substrate; (b) schematic diagram of the Bi₂Se₃/NbSe₂ heterostructure; (c) atomically resolved STM image of the NbSe₂ substrate; (d) atomically resolved STM image of the Bi₂Se₃ film^[30].

道显微谱 (STS) 对其进行了研究. 图 1(a) 显示了大范围原子级平整的覆盖度为 2 QL 厚的 Bi_2Se_3 薄膜的 STM 图像. 图中大部分地方厚度为 2 QL, 有些地方的厚度为 1 QL 和 3 QL. 图 1(b) 是图 1(a) 中红色虚线处 $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{NbSe}_2$ 异质结侧视结构示意图. 图 1(c) 为原子分辨的 STM 图, 图 1(c) 显示 NbSe_2 衬底表面有 3×3 的重构, 这是电荷密度波引起的图案. 而 Bi_2Se_3 薄膜表面为 Se 原子终止的六角晶格结构 (图 1(d)), 周期为 0.41 nm, 这说明薄膜的表面没有重构, 是平整的 Bi_2Se_3 (111)-(1 \times 1) 表面. 所以, van der Waals 外延生长方法可以得到原子级锐利的拓扑绝缘体/超导体异质结界面.

通过测量表面的微分电导谱 (dI/dV) 可以获得表面局域态密度 (LDOS) 的信息. 图 2 是在 NbSe_2 衬底上生长的厚度分别为 3 QL 和 6 QL 的 Bi_2Se_3 薄膜表面测得的 dI/dV 谱. 在 4.2 K 温度下测得的 dI/dV 谱显示 LDOS 在费米能级处有明显的下降, 而在 0.4 K 温度下可以看到在 ± 1 meV 处有非常强的相干峰. 这些都是非常明显的超导能隙的特征. 这些实验结果说明, 在 NbSe_2 衬底上生长的 Bi_2Se_3 薄膜在低温下确实变成了超导体, 而且随着磁场或者温度的增加, 零偏压电导 (ZBC) 增强, 能隙两边相干峰强度减弱直到消失. 所以通过加磁场和变温测量进一步证明了 Bi_2Se_3 薄膜

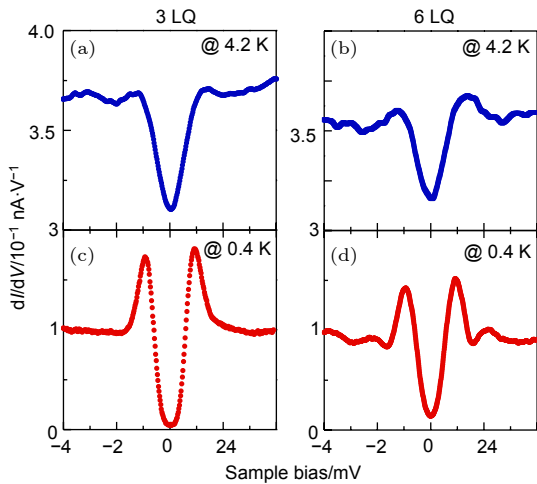


图 2 在 $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{NbSe}_2$ 上探测的超导能隙^[30] (a) 4.2 K 和 (b) 0.4 K 温度下 3 QL 厚的 Bi_2Se_3 薄膜的 dI/dV 谱; (c) 4.2 K 和 (d) 0.4 K 温度下 6 QL 厚的 Bi_2Se_3 薄膜的 dI/dV 谱

Fig. 2. Superconducting energy gap detected in Bi_2Se_3 thin films grown on NbSe_2 substrate^[30]: dI/dV spectra measured on 3 QL Bi_2Se_3 films at (a) 4.2 K and (b) 0.4 K; dI/dV spectra measured on 6 QL Bi_2Se_3 films at (c) 4.2 K and (d) 0.4 K.

确实发生了超导转变. 另外, 在 0.4 K 温度下, Bi_2Se_3 薄膜厚度在 1 QL—7 QL 的范围内都观测到了超导能隙.

图 3 是用角分辨光电子能谱 (ARPES) 测量的在 NbSe_2 衬底上生长的不同厚度的 Bi_2Se_3 薄膜的能带结构. ARPES 显示, 3 QL 厚的 Bi_2Se_3 薄膜, 在费米能级以下 0.6 eV 处, 有明显的能隙特征, 与本征的 3 QL 厚的 Bi_2Se_3 薄膜的能隙的位置不同, 这是由于 Bi_2Se_3 薄膜和衬底之间发生了电荷转移, 导致薄膜中费米面的位置发生了改变. 电荷转移增加了表面的电场梯度, 从而增强了 Rashba 自旋轨道耦合作用, 这导致费米能级以下 0.15 eV 处的能带发生了劈裂 (图 3(a)). 当薄膜的厚度增加到 6 QL 时, 体能隙消失, Dirac 点出现, 位于费米能级以下 0.45 eV, 这说明表面和界面的电子态的耦合变得很弱 (图 3(b)). 接近费米面的能带没有发生劈裂, 说明当厚度增加到 6 QL 时, 表面的电场作用不大. 在 NbSe_2 衬底上生长的 6 QL 厚的 Bi_2Se_3 薄膜的 Dirac 点非常明显, 这说明界面非常平整和锐利. Dirac 点在 9 QL 和 12 QL 厚的薄膜中也被观测到了. 这些 ARPES 结果说明当 Bi_2Se_3 薄膜发生超导转变时, 拓扑表面态仍然保留着.

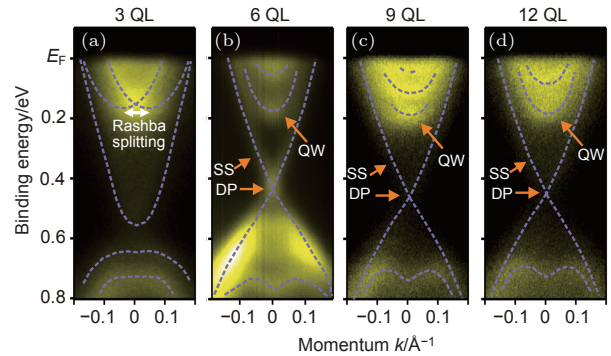


图 3 厚度为 (a) 3 QL, (b) 6 QL, (c) 9 QL, (d) 12 QL 的 $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{NbSe}_2$ 的能带结构^[30]

Fig. 3. Band structure of (a) 3 QL, (b) 6 QL, (c) 9 QL, (d) 12 QL Bi_2Se_3 thin films grown on NbSe_2 substrate^[30].

2.2 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 异质结

超导电性和拓扑表面态共存使得 $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{NbSe}_2$ 异质结成为探测 Majorana 束缚态的理想平台. 然而拓扑表面态只出现在厚于 6 QL 的 Bi_2Se_3 薄膜中^[30,45], 在这种厚度下超导近邻效应会变得非常弱. 而对于 Bi_2Te_3 薄膜, 拓扑表面态在厚度为 3 QL 时就会出现^[46], 所以在 NbSe_2 衬底上生长 Bi_2Te_3

薄膜可以在超导近邻效应更强的情况下探测 Majorana 束缚态^[31].

在 NbSe₂ 衬底上 Bi₂Te₃ 薄膜的生长模式和 Bi₂Se₃ 薄膜的生长模式一样, 都是层状生长 (图 4(a)). 当薄膜厚度达到一定程度时, 薄膜上下两个表面的表面态之间的相互耦合变得很弱, 具有拓扑非平庸的 Dirac 圆锥型的拓扑表面态才会出现, 在 Si(111) 衬底上 Bi₂Te₃ 薄膜的厚度得达到 2 QL 以上^[46-48]. 在 NbSe₂ 衬底上, STS 数据显示 Bi₂Te₃ 薄膜能带结构随厚度增加也有与 Bi₂Se₃ 薄膜类似的变化 (图 4(c) 和图 4(d)). 当 Bi₂Te₃ 薄膜的厚度增加到 3 QL 时, dI/dV 谱线在价带顶 (VBM) 和导带底 (CBM) 之间呈不对称的 U 型 (图 4(c)). 随着 Bi₂Te₃ 薄膜厚度的增加, 这个不对称的 U 型往束缚能增加的方向移动, 与此同时 U 型部分的能量宽度保持不变. 这说明在 NbSe₂ 衬底上, 当 Bi₂Te₃ 薄膜厚度达到 3 QL 时, Bi₂Te₃ 薄膜中出现拓扑表面态. 这和 Si(111) 衬底上 Bi₂Te₃ 薄膜的情况类似^[46]. 随着层厚增加, 费米能级的位置向下移动, 厚度达到 5 QL 时, 费米能级几乎位于体带隙中 (图 4(d)).

在 NbSe₂ 衬底上生长的 Bi₂Te₃ 薄膜, 当厚度达到 11 QL 时, 在 0.4 K 下都能观测到非常明显的超导能隙 (图 5(a)). 图 5(b) 给出了 NbSe₂ 衬底表面以及 2 QL 和 3 QL 厚的 Bi₂Te₃ 薄膜的 dI/dV 谱线. 直到厚度为 2 QL 时, STS 谱线在零偏压附近都是平的, 微分电导数值为零, STS 谱线可以被

BCS 型谱函数拟合得非常好 (图 5(b)). 从 1 QL 到 11 QL 厚度上测得的 dI/dV 谱线都用 s 波 BCS 型曲线拟合, 数据整理在图 5(c) 中. 超导能隙随着薄膜厚度增加呈指数衰减, 这与超导近邻效应诱导的超导能隙随距离的衰减趋势在定性上来讲是一致的. 另外, 当薄膜厚度大于 2 QL 时, STS 谱线在零偏压附近不是平的, 而且微分电导数值不为零. STS 谱线不能被 BCS 型谱函数完全拟合 (图 5(b)). 这可能是由于随着薄膜厚度不断增加, 在达到 3 QL 厚时, 拓扑表面态在薄膜中出现. 拓扑表面态的出现对 dI/dV 谱线产生了重要影响, 使之偏离 s 波 BCS 谱型^[49,50]. 为了证实这一点, 将 3 QL 厚的 Bi₂Se₃ 薄膜在 0.4 K 测得的 dI/dV 谱线也与标准的 BCS 隧穿谱进行了比较 (图 5(c) 插图), 可以看出它比 3 QL 厚的 Bi₂Te₃ 薄膜的拟合符合得更好. 因此可以做出判断, 拓扑表面态在超导近邻效应下可以发生超导转变, 它会使超导能隙的 BCS 谱型发生偏离. 换言之, Bi₂Te₃/NbSe₂ 异质结是人工构造的拓扑超导体^[31].

最近, Xu 等^[51] 利用极低温高分辨的 ARPES 在 7 QL Bi₂Se₃/NbSe₂ 的能带结构中直接观测到了拓扑表面态的超导能隙. 图 6(a) 展示了 4 QL Bi₂Se₃/NbSe₂ 的能带分布. 位于波矢 k_1 的表面电子态和位于波矢 k_2 的体电子态随温度的变化分别显示在图 6(b) 和图 6(c) 中. 在低温下超导信号的特征非常明显, 温度升高到 7 K 以上时, 相干峰和

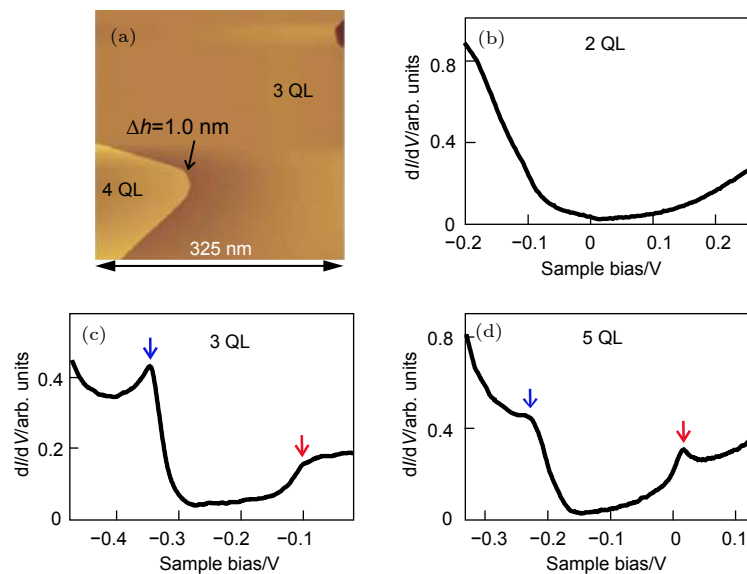


图 4 (a) 在 NbSe₂ 衬底上生长的 Bi₂Te₃ 薄膜的形貌; (b) 2 QL, (c) 3 QL, (d) 5 QL Bi₂Te₃/NbSe₂ 在 4.2 K 温度下测得的 dI/dV 谱^[31]

Fig. 4. (a) Morphology of Bi₂Te₃ thin films grown on NbSe₂ substrate; dI/dV spectra measured at 4.2 K on (b) 2 QL, (c) 3 QL, (d) 5 QL Bi₂Te₃/NbSe₂^[31].

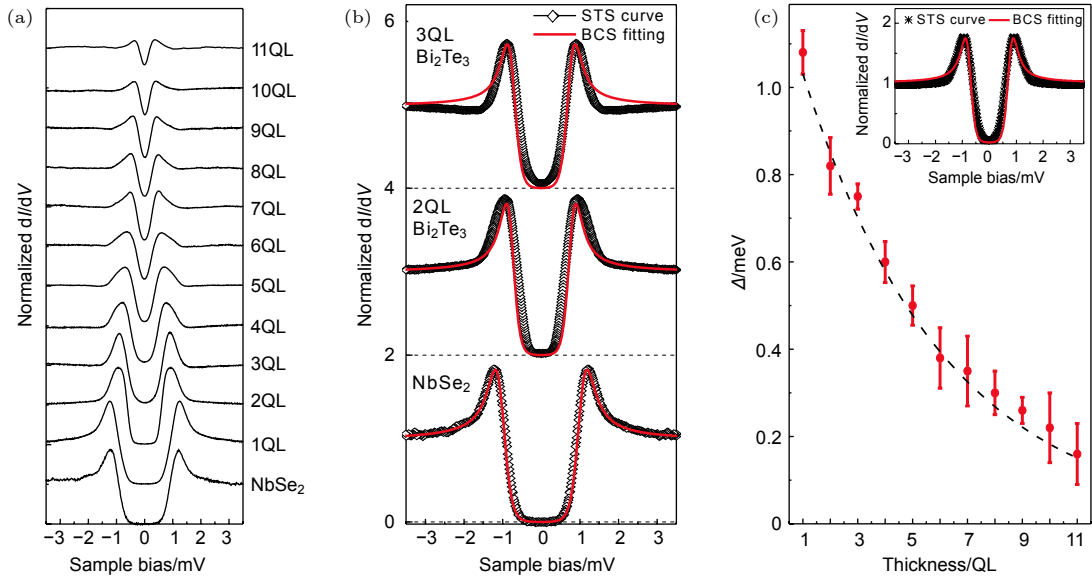


图 5 在 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 上探测的超导能隙^[31] (a) 各种厚度的 Bi_2Te_3 薄膜上测得的超导能隙; (b) 在 NbSe_2 衬底, 2 QL 以及 3 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 上测得的超导能隙; (c) 超导能隙随厚度的变化, 插图为 3 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 的超导能隙. 这些 dI/dV 谱都是在 0.4 K 温度下测量的

Fig. 5. Superconducting energy gap observed on $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ ^[31]: (a) A series of dI/dV spectra taken on different thicknesses of Bi_2Te_3 thin films at 0.4 K; (b) dI/dV spectra taken on pristine NbSe_2 , 2 QL, and 3 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$; (c) thickness dependence of the superconducting energy gap; Inset is the dI/dV spectra measured at 0.4 K on 3 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$.

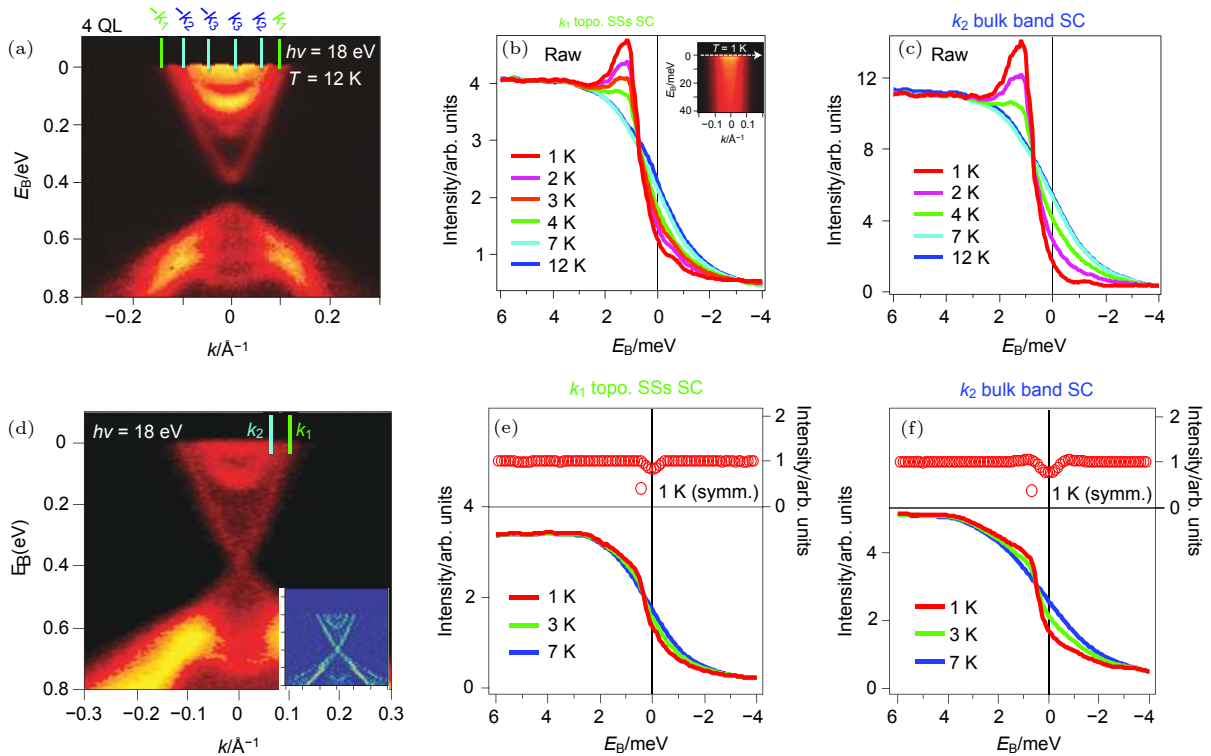


图 6 (a) 12 K 时测得的 4 QL $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{NbSe}_2$ 的能带结构, 入射光子能量为 18 eV; 4 QL 厚的 $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{NbSe}_2$ 在 (b) k_1 和 (c) k_2 处的 ARPES 谱随温度的变化关系; (d) 12 K 时测得的 7 QL $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{NbSe}_2$ 的能带结构, 入射光子能量为 18 eV; 7 QL 厚的 $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{NbSe}_2$ 在 (e) k_1 和 (f) k_2 处的 ARPES 谱随温度的变化关系^[51]

Fig. 6. (a) Band structure of a 4 QL $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{NbSe}_2$ measured at 12 K using an incident photon energy of 18 eV; Temperature dependence of ARPES spectra at (b) k_1 and (c) k_2 indicated in Fig. (a); (d) Band structure of a 7 QL $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{NbSe}_2$ measured at 12 K using an incident photon energy of 18 eV; Temperature dependence of ARPES spectra at (e) k_1 and (f) k_2 indicated in Fig. (d)^[51].

超导能隙都消失. 对于 7 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$, Dirac 点清晰可见, 而且表面态是拓扑非平庸的 (图 6(d)). 位于波矢 k_1 的拓扑表面电子态 (图 6(e)) 和位于波矢 k_2 的体电子态 (图 6(f)) 的超导信号的特征也很明显. 这些数据非常强有力地说明了拓扑超导体/ NbSe_2 异质结是研究超导近邻效应诱导的新奇物理现象的理想平台.

3 拓扑绝缘体/超导体异质结的磁通涡旋

$\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 异质结表面有尺寸很大的原子级平整的台面, 这使得可以利用 STS 来对 Abrikosov 涡旋进行成像 [52]. 图 7 展示了在 3 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 和 NbSe_2 衬底表面施加磁场时, 在零偏压处做的 dI/dV 映射图 [31], 在这些表面上磁通呈高度有序的六角格子排列, 磁通的形状也具有六重对称性. 在 Bi_2Te_3 薄膜中分布的磁通形成的点阵和在 NbSe_2 中的取向一致.

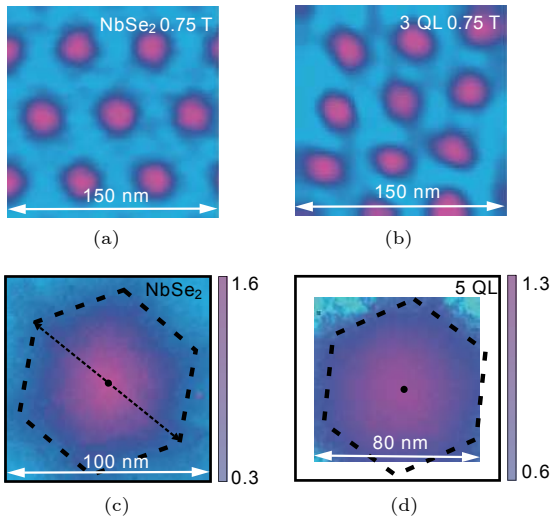


图 7 在 0.4 K 和 0.75 T 下在 (a) NbSe_2 和 (b) 3 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 上的零偏压电导的映射图; 在 (c) NbSe_2 和 (d) 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 上单个涡旋的零偏压电导的映射图 [31]
 Fig. 7. Large-scale zero-bias dI/dV maps measured at 0.4 K and 0.75 T on (a) NbSe_2 and (b) 3 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$; Zero-bias dI/dV maps for a single vortex measured at 0.4 K and 0.1 T on (c) NbSe_2 and (d) 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ [31].

Xu 等 [31] 系统地研究了不同厚度的 Bi_2Te_3 薄膜中涡旋的空间分布. 穿过涡旋中心的 ZBC 的线型可以用 Ginzburg-Landau (GL) 公式拟合得非常好 [53]. NbSe_2 衬底和 3 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 中测得

的实验数据与拟合结果显示在图 8(a) 中, 可以看出, 在 0.4 K 和 0.1 T 下, NbSe_2 的超导相干长度 $\xi_{\text{NbSe}_2} = 16$ nm, 3 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 的超导相干长度 $\xi_{3\text{QL}} = 29$ nm. 在其他厚度的样品上也做了类似的测量和分析, 图 8(b) 显示 Bi_2Te_3 薄膜的相干长度随着厚度的增加而单调增加. 之前报道的 NbSe_2 单晶的超导相干长度在 7.2–28.2 nm 之间 [54,55], 所以图 8(a) 中得到的 $\xi_{\text{NbSe}_2} = 16$ nm 是合理的. 对于 Bi_2Te_3 薄膜, 超导相干长度可以用公式 $\xi_0 = hv_F/(\pi^2\Delta)$ 进行估算 [51], 其中 v_F 是费米速度, 之前报道的结果为 3.32×10^5 m/s. 所以, 估算的 $\xi_0 = 116$ nm 远远大于实验值. 这种差别可能是由于超导体本身的性质和超导近邻效应诱导的超导电性之间有所不同. 随着 Bi_2Te_3 薄膜厚度的增加, NbSe_2 衬底的影响逐渐减弱, 从而导致更长的超导相干长度. 另外, 改变磁场强度, 对涡旋的尺寸和相干长度也有影响. 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 的相干长度随磁场的变化显示在图 8(c) 中. 可以看出, 随着磁场增加, 相干长度逐渐减小, 最后在 0.7 T 时达到饱和. 对于 s 波超导体, 涡旋的尺寸或者超导相干长度在弱磁场下是不会受到影响的, 这说明在 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 中涡旋尺寸与磁场有明显的依赖关系可能是拓扑超导体一个显著特征.

4 磁通涡旋中 Majorana 零能模的空间分布

正如理论预言, 在拓扑超导体 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 异质结中应该也能观测到 Majorana 束缚态, 即 Majorana 零能模 [11]. 然而, 由于 Majorana 零能模与其他普通的准粒子激发态的能量间隔非常小, 只有大约 0.01 meV [32], 所以要在涡旋中观测到 Majorana 零能模是一件非常困难的事情. 幸运的是, Majorana 零能模并不是钉扎在涡旋中心的一点, 而是分布在中心附近区域 [56], 所以通过探测涡旋中心附近束缚态的空间分布可以找到 Majorana 费米子的蛛丝马迹. Xu 等 [32] 利用 STM/STS 系统研究了 0.4 K 下, 在 NbSe_2 衬底上生长的不同厚度的 Bi_2Te_3 薄膜表面涡旋中束缚态的空间分布.

通过施加垂直于样品表面的磁场, 在 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 表面能够观测到磁通涡旋. 如图 9 所示, 在 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$, NbSe_2 , 2 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 单个涡旋中心都观测到了零偏压峰 (ZBP). 但是通

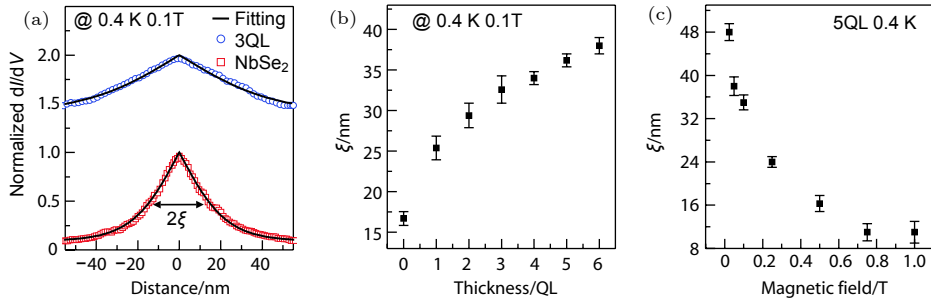


图 8 (a) 在 0.4 K 和 0.1 T 下在 NbSe₂ 和 3 QL Bi₂Te₃/NbSe₂ 上得到的穿过涡旋中心的零偏压电导轮廓图; (b) Bi₂Te₃/NbSe₂ 的超导相干长度与薄膜厚度的依赖关系; (c) 5 QL Bi₂Te₃/NbSe₂ 的超导相干长度与磁场强度的依赖关系^[31]

Fig. 8. (a) Normalized ZBC profiles crossing through the centers of vortices at 0.4 K and 0.1 T on NbSe₂ and 3 QL Bi₂Te₃/NbSe₂; (b) thickness dependence of the coherence length; (c) the coherence length as a function of the magnetic field measured on 5 QL Bi₂Te₃/NbSe₂^[31].

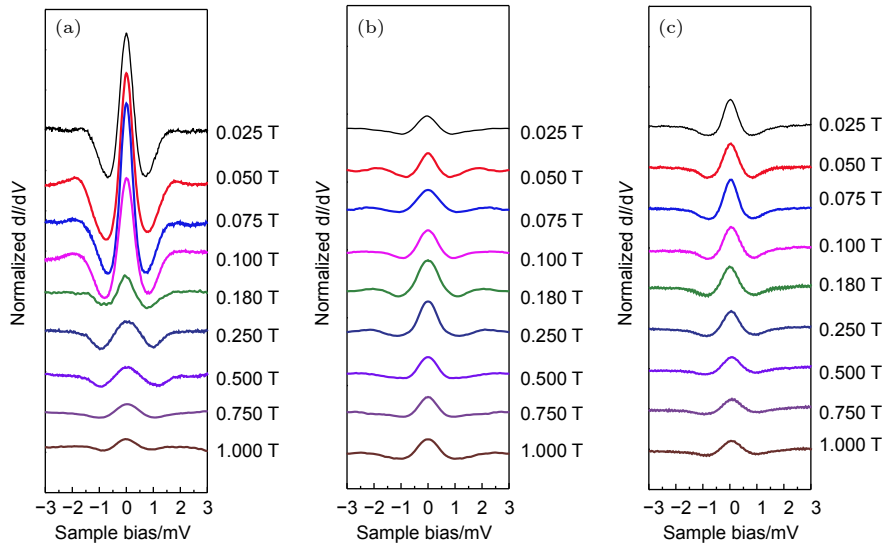


图 9 (a) 5 QL Bi₂Te₃/NbSe₂, (b) NbSe₂, (c) 2 QL Bi₂Te₃/NbSe₂ 单个涡旋中心处的 dI/dV 谱随磁场强度的变化关系^[32]

Fig. 9. Magnetic field-dependent dI/dV spectra taken at a vortex center of (a) 5 QL Bi₂Te₃/NbSe₂, (b) pristine NbSe₂, and (c) 2 QL Bi₂Te₃/NbSe₂^[32].

过细致比较, 可以发现 5 QL Bi₂Te₃/NbSe₂ 样品与另外两种样品中 ZBP 随磁场的变化情况有所不同. 图 9(a) 是 5 QL 厚的 Bi₂Te₃ 薄膜在涡旋中心处各种磁场强度下测得的 dI/dV 谱. 在磁场小于 0.1 T 时, ZBP 的强度非常大. 当磁场达到 0.18 T 时, ZBP 的强度开始明显变弱. NbSe₂ 的涡旋中心的 ZBP 在磁场变化下就没有发生这种明显的变化 (图 9(b)). 在普通 *s* 波超导体中, 当磁场强度低于临界磁场 H_{c2} 时, 涡旋的密度和磁场强度成正比, 而单个涡旋的结构对外部磁场不敏感, 从而在涡旋中心附近的 LDOS 应该不会随外部的磁场增加而发生变化, 所以在 5 QL Bi₂Te₃/NbSe₂ 中观测到的 ZBP 反常现象不是由 NbSe₂ 衬底引起的. 2 QL 厚的 Bi₂Te₃/NbSe₂ 的涡旋中心的 ZBP 在磁场变

化下也没有发生这种明显的变化 (图 9(c)). 在 2 QL Bi₂Te₃ 薄膜中拓扑表面态还没有完全形成, 涡旋中心的 ZBP 主要来自于体能带的电子态, 所以在 5 QL Bi₂Te₃/NbSe₂ 中观测到的 ZBP 反常现象也不是来自于普通超导近邻效应. 排除了这几种可能性后, 5 QL Bi₂Te₃/NbSe₂ 中观测到的 ZBP 反常现象应该和 5 QL 厚的 Bi₂Te₃ 薄膜的拓扑表面态的超导电性有关.

图 10(a) 显示了一个 5 QL 厚的 Bi₂Te₃ 薄膜在 0.1 T 的外加磁场下的 ZBC 空间分布. 磁通涡旋清晰可见, 在涡旋的中心区域, 超导电性受到磁场的作用最强, 所以 ZBC 在中心区域最高. 沿着图 10(a) 中黑色虚线箭头的方向, 从涡旋中心到远离中心处测得的一系列的 dI/dV 谱线显示在图

10(b) 中. 在涡旋中心处测得的 dI/dV 谱线在零偏压时有一个尖峰, 而在离中心距离为 r 的地方这个峰劈裂为两个, 而且劈裂的能量间隔与距离呈线性关系.

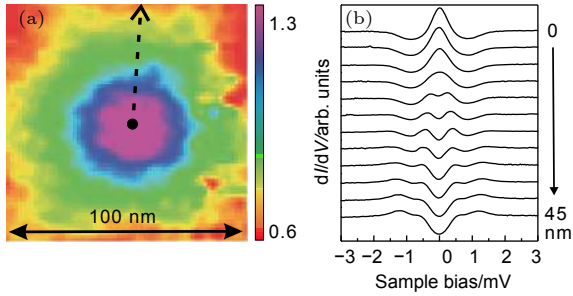


图 10 (a) 在 0.4 K 和 0.1 T 下在 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 上单个涡旋的零偏压电导映射图; (b) 沿着图 (a) 中虚线方向做的一系列随空间演化的 dI/dV 谱^[32]
 Fig. 10. (a) A vortex mapped by zero bias dI/dV on 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ at 0.1 T and 0.4 K; (b) spatially resolved dI/dV spectra taken along the dashed line in Fig. (a)^[32].

为了便于比较, 各种厚度的 Bi_2Te_3 薄膜磁通涡旋中 dI/dV 谱的强度随磁通中心距离和偏压的对应关系显示在图 11 中, 其中在超导能隙中发生劈裂的两个峰的位置用“×”标记. 每幅图中沿着劈裂的两个峰画出虚线显示, 劈裂的能量间隔与距离呈线性关系. 虚线相交的地方给出了发生劈裂的起

始位置. 从 1 QL 到 6 QL 厚的 Bi_2Te_3 薄膜的实验数据分别显示在图 11(a)—图 11(f) 中. 对于不同厚度的 Bi_2Te_3 薄膜, 虽然在离涡旋中心 20 nm 的地方都能看见劈裂的两个峰, 但是两条虚线相交的位置即开始劈裂的位置在不同厚度的薄膜中明显不同. 对于 1 QL—3 QL 厚的 Bi_2Te_3 薄膜, 峰的劈裂是从涡旋中心处就开始, 即 V 型劈裂, 这和普通的 s 波超导体, 比如 NbSe_2 的情况类似^[52,57]. 与此相反, 对于 4 QL—6 QL 厚的 Bi_2Te_3 薄膜, 峰的劈裂是在离中心一段距离之后才发生, 即 Y 型劈裂, 这和普通的 s 波超导体的情况明显不同.

这种涡旋中束缚态在离中心有限距离的地方开始劈裂的行为在这之前还没有被人报道过, 这个新特征和局域电子结构的拓扑性质有关. 对于 4 QL—6 QL 厚的 Bi_2Te_3 薄膜, 费米能级位于拓扑表面态的顶端并且和导带底部相交^[32]. 涡旋中的 LDOS 来自于体电子态和拓扑表面态两个部分. 体电子态的超导行为和普通的超导体行为类似. 如果表面态中存在 Majorana 零能模, dI/dV 的线型应该会发生变化. Chiu 等^[56] 对 Majorana 零能模在涡旋中的空间分布已经进行了理论研究, 他们计算了 $\text{Nb}/\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Nb}$ 三明治结构的 LDOS. 计算结果表明, 在涡旋中心处 Majorana 零能模在 dI/dV 谱

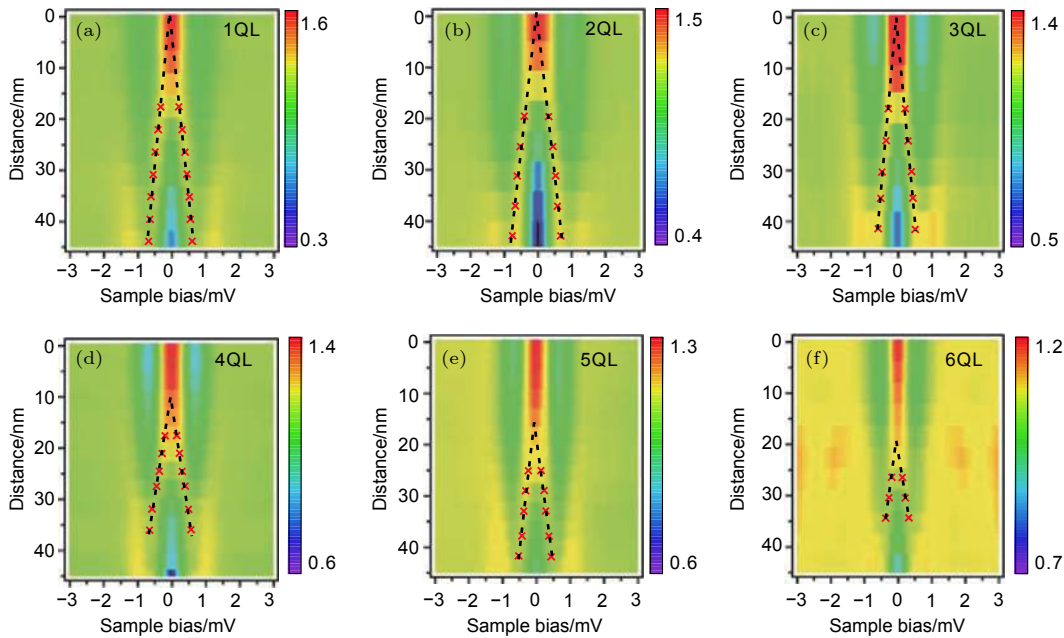


图 11 (a) 1 QL, (b) 2 QL, (c) 3 QL, (d) 4 QL, (e) 5 QL, (f) 6 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 在 0.10 T 外加磁场下测得的涡旋中束缚态随空间演化的 dI/dV 谱强度图^[32]
 Fig. 11. Spatially resolved bound states within a vortex at 0.10 T in (a) 1 QL, (b) 2 QL, (c) 3 QL, (d) 4 QL, (e) 5 QL, (f) 6 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ heterostructures^[32].

线中的零偏压处有一个尖峰, 而且在离涡旋中心附近 40 nm 的范围内这个对应 Majorana 零能模的尖峰都存在. $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 异质结也有类似的结构, 所以 Majorana 零能模也应该有类似的空间分布. Majorana 零能模应该对涡旋中心附近 r 范围内的零偏压处的 LDOS 都有增强效应, 所以在涡旋中心附近 r 范围内 Majorana 零能模对零偏压处的 LDOS 有很大的贡献, 零偏压电导始终表现为一个尖峰. 在离涡旋中心附近 r 范围以外的地方 Majorana 零能模对零偏压处的 LDOS 的贡献变小, 普通准粒子态的贡献变大, 从而零偏压电导的尖峰发生劈裂. 这应该是图 11 中涡旋附近束缚态在有限距离 r 以外才发生劈裂的内在物理机理.

图 12 显示 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 的单个涡旋中束缚态在 0.10 T 时呈 Y 型劈裂, ZBP 在离中心 15 nm 的地方才发生劈裂 (图 12(a)), 而当磁场增加到 0.18 T 时束缚态呈 V 型劈裂, ZBP 从中心处就开始发生劈裂 (图 12(b)). 这种现象可以用邻近涡旋之间的相互作用来解释. 当磁场很小时, 涡旋之间的距离远大于涡旋本身的尺寸, 所以涡旋之间的作用可以忽略不计. 而当磁场增加到 0.18 T 时, 相邻涡旋之间的距离减小, 而且磁场越强超导相干长度也变得越长, 所以涡旋之间的作用会变强到足以破坏 Majorana 零能模. 在这种情况下, 涡旋中心的 LDOS 只会来自普通束缚态的贡献, 峰的劈裂从涡旋中心就开始, 即呈 V 型劈裂. 更重要的是图 9, 图 11 和图 12 中的现象有密切的联系. 对于普通超导体比如 NbSe_2 和 2 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$, 磁通中心的 ZBP 随磁场没有明显的变化, 磁通中束缚态呈 V 型劈裂, 而对于拓扑超导体比如 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$, 当磁场强度较低时 (< 0.18 T), 磁通中心的 ZBP 强度非常大, 这时磁通中束缚态呈 Y 型劈裂, 当磁场强度较大时 (≥ 0.18 T), 磁通中心的 ZBP 强度会明显变弱, 这时磁通中束缚态呈 V 型劈裂.

总之, 通过在普通 s 波超导体 NbSe_2 衬底上生长拓扑绝缘体薄膜, 可以得到非常锐利的拓扑绝缘体/超导体界面. 超导近邻效应被证实可以引起拓扑表面态发生超导转变. 一系列自洽的实验数据都显示在 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 异质结涡旋中心有 Majorana 零能模的存在. 涡旋里束缚态在离中心有限距离的地方才发生劈裂是 Majorana 存在的有力证据, 这个结论被最近的研究超导近邻诱导的拓扑表面态涡旋中 Majorana 零能模的理论计算所证实^[58]. 由

于拓扑表面态受到时间反演对称性的保护, Majorana 零能模不会受到杂质和缺陷的散射. 另外, Majorana 零能模的湮灭可以通过增加磁场来实现, 所以这些研究为通过操控 Majorana 费米子以达到量子计算的目的提供了有效的途径.

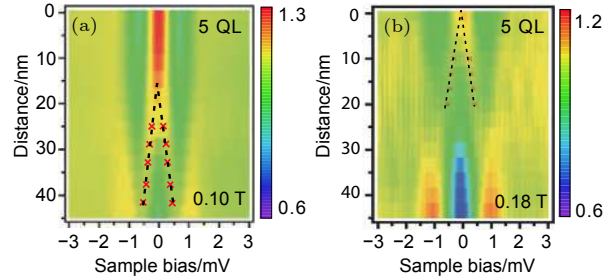


图 12 (a) 在 0.10 T 外加磁场下 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 的单个涡旋中心处束缚态随空间演化的 dI/dV 谱强度图; (b) 在 0.18 T 外加磁场下 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 的单个涡旋中心处束缚态随空间演化的 dI/dV 谱强度图, 束缚态从一开始就发生劈裂, 这与图 (a) 形成鲜明的对比^[32]

Fig. 12. (a) Spatially resolved bound states within a vortex at 0.10 T in the 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ heterostructures; (b) spatially resolved bound states within a vortex at 0.18 T in the 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ heterostructures. The peak-splitting start point is zero, in sharp contrast to that in Fig. (a)^[32].

5 磁通涡旋中 Majorana 零能模的自旋分布

由于磁通涡旋中 Majorana 零能模与其他普通的准粒子激发态的能量间隔非常小, 用常规的 STM/STS 方法去探测 Majorana 零能模是很困难的. 最近, He 等^[59] 在理论研究一维系统的 Majorana 零能模时, 发现了一种非常奇特的自旋选择的 Andreev 反射效应. 对于普通超导体, 自旋向上和自旋向下的电子在金属和普通超导体的界面处都可以发生 Andreev 反射, 而对于含有 Majorana 零能模的拓扑超导体, 自旋向上和自旋向下的电子在金属和拓扑超导体的界面处只有一种取向的电子会发生 Andreev 反射, 反射回的空穴自旋方向与入射电子的自旋方向相同, 而另一种取向的电子只发生普通反射. 这种效应既可以产生极化度极高的自旋流, 还可以用来检测超导体中是否含有 Majorana 费米子. 这种效应虽然是在一维纳米线中提出的, 但是也可以推广到拓扑绝缘体/超导体异质结体系中.

自旋极化 STM/STS 技术是研究纳米尺度下固

体表面电子态自旋性质非常有力的工具^[60]. Sun 等^[33]利用自旋极化的 STM 针尖系统地测量了拓扑绝缘体/超导体异质结的磁通涡旋中束缚态的自旋分布, 测量结果如图 13 所示. 当 STM 针尖自旋极化方向与外部磁场一致时, 磁通涡旋中心的零能峰要明显高于方向不一致的情况 (图 13(b)), 而在离磁通涡旋中心 10 nm 远的地方测得的零能峰的强度则没有明显差别 (图 13(c)), 这与 Majorana 零能模引起的自旋选择 Andreev 反射效应相符. 理论计算表明, 磁通涡旋中有 Majorana 零能模存在时, 在磁通涡旋中心处与外加磁场方向一致的电子和空穴占多数^[33,61]. 当外加磁场方向向上时, 由于磁通涡旋中心自旋向上的电子和空穴占多数, 磁化方向向上的 STM 针尖中自旋向上的电子更容易从针尖入射到拓扑超导体的 Majorana 零能模中; 而磁化方向向下的 STM 针尖中自旋向下的电子则无法被 Majorana 零能模吸收, 从而直接被反射回去, 所以当 STM 针尖自旋极化方向与外部磁场一致时测得的 ZBP 要高于方向不一致的情况. 而且

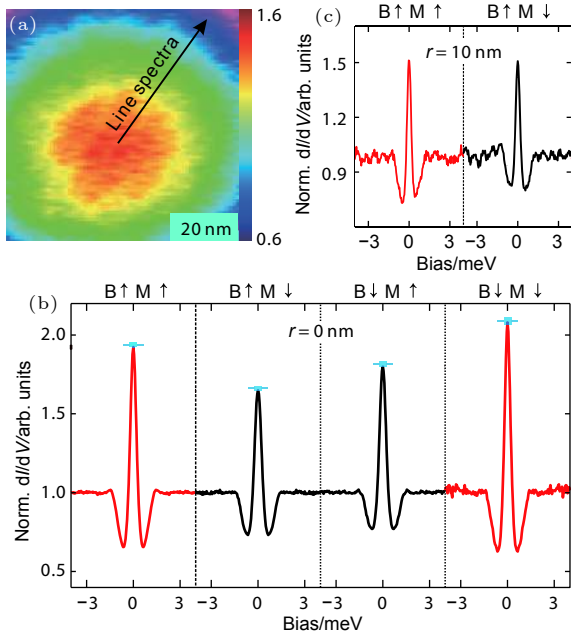


图 13 (a) 拓扑超导体 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 在 0.1 T 外加磁场下磁通涡旋的零偏压 dI/dV 映射图; (b) 在磁通涡旋中心用自旋极化的针尖测得的 dI/dV 谱; (c) 在离磁通涡旋中心 10 nm 远的地方用自旋极化的针尖测得的 dI/dV 谱^[33]

Fig. 13. (a) Zero bias dI/dV mapping of a vortex at 0.1 T on the topological superconductor 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$. (b) dI/dV at the vortex center measured with a fully spin polarized tip. (c) dI/dV at 10 nm away from the center measured with a fully spin polarized tip^[33].

Majorana 零能模有一定的空间分布, 在离磁通涡旋 10 nm 远的地方自旋方向相反的电子和空穴的占据数差别小, 从而在 ZBP 上没有明显区别.

利用 Majorana 零能模可以引起自旋选择 Andreev 反射效应这个特点, Sun 等^[33]还用自旋极化的 STM 针尖测量了多种其他不含有 Majorana 零能模的情况 (图 14). 3 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 和 NbSe_2 属于普通超导体, 用自旋极化的针尖测得的 ZBP 强度没有明显的差异 (图 14(a) 和 图 14(b)). 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 虽然是拓扑超导体, 但是当磁场强度增加到大于 0.2 T 后, 用自旋极化的针尖测得的 ZBP 强度也没有明显的差异 (图 14(c)). 这是因为随着磁场的增强, 磁通涡旋之间的距离减小, 每个磁通涡旋中的 Majorana 零能模之间的作用增强, 当磁通涡旋之间的距离减小到一定程度后

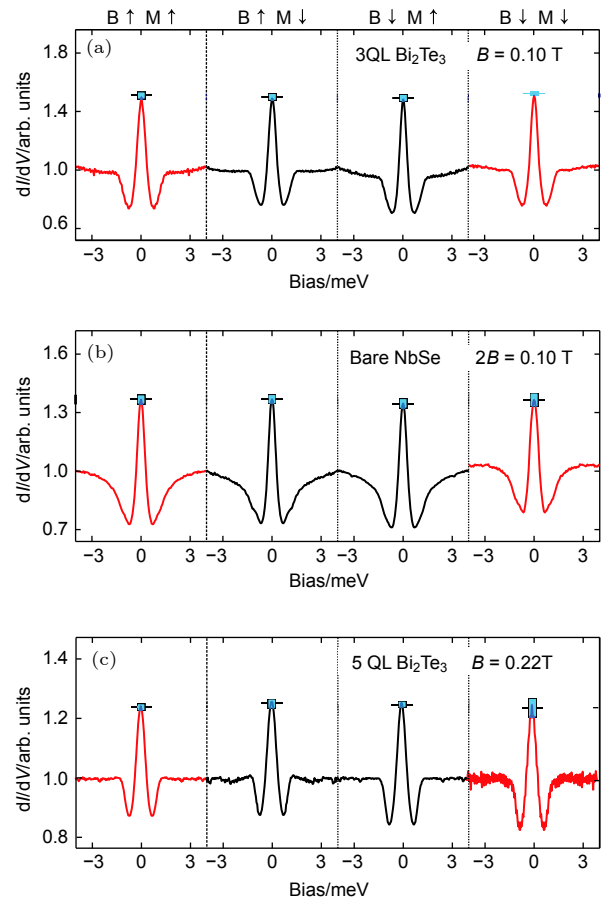


图 14 用自旋极化的针尖在磁通涡旋中心测得的 dI/dV 谱^[33] (a) 3 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$, $B = 0.1$ T; (b) NbSe_2 , $B = 0.1$ T; (c) 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$, $B = 0.22$ T

Fig. 14. dI/dV curves at the center of a vortex core measured with a fully spin polarized tip^[33]: (a) 3 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$, $B = 0.1$ T; (b) Bare NbSe_2 , $B = 0.1$ T; (c) 5 QL $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$, $B = 0.22$ T.

Majorana 零能模发生湮灭, 从而在磁通涡旋中心的 ZBP 强度与外加磁场以及针尖磁化方向没有明显的依赖关系.

利用自旋极化 STM/STS 技术测量拓扑绝缘体/超导体异质结磁通涡旋中束缚态的自旋分布的实验, 证实了 Majorana 零能模引起的自旋选择 Andreev 反射效应, 揭示了 Majorana 零能模具有特殊的磁性质, 更进一步有力地证明了在该体系存在着 Majorana 费米子.

6 总结及展望

本文主要介绍了在拓扑绝缘体/超导体异质结体系中探测 Majorana 零能模的实验进展. 极低温 STM/STS 和 ARPES 测量数据显示, 通过超导近邻效应的确可以使拓扑绝缘体的表面态发生超导转变, 拓扑绝缘体/超导体异质结属于拓扑性非平庸的超导体. 对发生超导转变的拓扑绝缘体施加磁场能够产生磁通涡旋, 在磁通涡旋中有信号非常明显的 ZBP. 虽然磁通涡旋中 Majorana 零能模和普通准粒子激发态之间的能量间隔很小, 但是通过对 ZBP 随磁场的变化情况、空间分布和自旋分布进行研究, 能够找到一系列与普通超导体的 ZBP 特征明显不同的地方, 这些实验结果相互印证, 都显示出在拓扑绝缘体/超导体异质结磁通涡旋中心有非常明显的 Majorana 零能模存在的证据. 到目前为止还没有理论或者实验报道对这些结论提出异议.

总之, 人们对理论预言存在 Majorana 束缚态的体系已经展开了实验研究. 虽然 ZBP 是 Majorana 零能模的一个特征^[62], 但是它的其他性质也应该被实验探测到, 比如分数 Josephson 效应^[63]、量子化电导^[64,65]、非局域性质^[66–68]、以及非 Abelian 统计特性^[7]. 所以, 还需要从理论和实验上进一步揭示 Majorana 零能模的特殊性质. 最近人们利用高分辨 ARPES 证实在铁基超导体 $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$ 表面的费米面附近存在拓扑表面态^[69], 极低温 STM/STS 在 $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$ 表面的磁通涡旋中看到了 Majorana 零能模^[70]. 另外, 在 $(\text{Li}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})\text{OHFeSe}$ ^[71] 表面的磁通涡旋中也看到了 Majorana 零能模. $\text{FeTe}_{0.55}\text{Se}_{0.45}$ 的超导转变温度有 14.5 K, $(\text{Li}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})\text{OHFeSe}$ 的超导转变温度有 42 K. 超导转变温度越高, 超导能隙越大, 越有利于存储和

探测 Majorana 零能模, 这意味着不久的将来可以实现在液氮温度以上来调控 Majorana 费米子. 这些研究工作将会激发人们越来越大的兴趣来探索 Majorana 费米子新奇的物理性质.

参考文献

- [1] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [2] Majorana E 1937 *Nuovo Cimento* **14** 171
- [3] Moore G, Read N 1991 *Nucl. Phys. B* **360** 362
- [4] Kitaev A 2003 *Ann. Phys.* **303** 2
- [5] Nayak C, Simon S H, Stern A, Freedman M, Das Sarma S 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1083
- [6] Wilczek F 2009 *Nat. Phys.* **5** 614
- [7] Alicea J 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 076501
- [8] Beenakker C W J 2013 *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **4** 113
- [9] Leijnse M, Flensberg K 2012 *Semicond. Sci. Technol.* **27** 124003
- [10] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [11] Fu L, Kane C L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 096407
- [12] Ando Y 2013 *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** 102001
- [13] Yu R, Zhang W, Zhang H J, Zhang S C, Dai X, Fang Z 2010 *Science* **329** 61
- [14] Chang C Z, Zhang J S, Feng X, Shen J, Zhang Z C, Guo M H, Li K, Ou Y B, Wei P, Wang L L, Ji Z Q, Feng Y, Ji S H, Chen X, Jia J F, Dai X, Fang Z, Zhang S C, He K, Wang Y Y, Lu L, Ma X C, Xue Q K 2013 *Science* **340** 167
- [15] Schnyder A P, Ryu S, Furusaki A, Ludwig A W W 2008 *Phys. Rev. B* **78** 195125
- [16] Linder J, Tanaka Y, Yokoyama T, Sudbo A, Nagaosa N 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 067001
- [17] Hor Y S, Williams A J, Checkelsky J G, Roushan P, Seo J, Xu Q, Zandbergen H W, Yazdani A, Ong N P, Cava R J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 057001
- [18] Kriener M, Segawa K, Ren Z, Sasaki S, Ando Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 127004
- [19] Sasaki S, Kriener M, Segawa K., Yada K, Tanaka Y, Sato M, Ando Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 217001
- [20] Levy N, Zhang T, Ha J, Sharifi F, Alec Talin A, Kuk Y, Strosio J A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 117001
- [21] Liu Z H, Yao X, Shao J F, Zuo M, Po L, Tan S, Zhang C J, Zhang Y H 2015 *J. Am. Chem. Soc.* **137** 10512
- [22] Maurya S V K, Neha P, Srivastava P, Patnaik S 2015 *Phys. Rev. B* **92** 020506
- [23] Lawson B J, Corbae P, Li G, Yu F, Asaba T, Tinsman C, Qiu Y, Medvedeva J E, Hor Y S, Li L 2016 *Phys. Rev. B* **94** 041114
- [24] Smylie M P, Claus H, Welp U, Kwok W K, Qiu Y, Hor Y S, Suezho A 2016 *Phys. Rev. B* **94** 180510
- [25] Yonezawa S, Tajiri K, Nakata S, Nagai Y, Wang Z, Segawa K, Ando Y, Maeno Y 2017 *Nat. Phys.* **13** 123
- [26] Zhang J L, Zhang S J, Weng H M, Zhang W, Yang L X, Liu Q Q, Feng S M, Wang X C, Yu R C, Cao L Z, Wang L, Yang W G, Liu H Z, Zhao W Y, Zhang S C, Dai X, Fang Z, Jin C Q 2011 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **108** 24
- [27] Zhang C, Sun L, Chen Z, Zhou X, Wu Q, Yi W, Guo J, Dong X, Zhao Z 2011 *Phys. Rev. B* **83** 140504
- [28] Kirshenbaum K, Syers P S, Hope A P, Butch N P, Jeffries J R, Weir S T, Hamlin J J, Maple M B, Vohra Y K, Paglione J

- 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 087001
- [29] Zhu J, Zhang J L, Kong P P, Zhang S J, Yu X H, Zhu J L, Liu Q Q, Li X, Yu R C, Ahuja R, Yang W G, Shen G Y, Mao H K, Weng H M, Dai X, Fang Z, Zhao Y S, Jin C Q 2013 *Sci. Rep.* **3** 2016
- [30] Wang M X, Liu C H, Xu J P, Yang F, Miao L, Yao M Y, Gao C L, Shen C, Ma X C, Chen X, Xu Z A, Liu Y, Zhang S C, Qian D, Jia J F, Xue Q K 2012 *Science* **336** 52
- [31] Xu J P, Liu C H, Wang M X, Ge J F, Liu Z L, Yang X J, Chen Y, Liu Y, Xu Z A, Gao C L, Qian D, Zhang F C, Jia J F 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 217001
- [32] Xu J P, Wang M X, Liu Z L, Ge J F, Yang X J, Liu C H, Xu Z A, Guan D D, Gao C L, Qian D, Liu Y, Wang Q H, Zhang F C, Xue Q K, Jia J F 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 017001
- [33] Sun H H, Zhang K W, Hu L H, Li C, Wang G Y, Ma H Y, Xu Z A, Gao C L, Guan D D, Li Y Y, Liu C H, Qian D, Zhou Y, Fu L, Li S C, Zhang F C, Jia J F 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 257003
- [34] Qu F, Yang F, Shen J, Ding Y, Chen J, Ji Z, Liu G, Fan J, Jing X, Yang C, Lu L 2012 *Sci. Rep.* **2** 339
- [35] Hart S, Ren H, Wagner T, Leubner P, Mühlbauer M, Brüne C, Buhmann H, Molenkamp L W, Yacoby A 2014 *Nat. Phys.* **10** 638
- [36] Knez I, Du R R, Sullivan G 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 186603
- [37] Pribiag V S, Beukman A J A, Qu F, Cassidy M C, Charpentier C, Wegscheider W, Kouwenhoven L P 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 593
- [38] He Q L, Pan L, Stern A L, Burks E C, Che X, Yin G, Wang J, Lian B, Zhou Q, Choi E S, Murata K, Kou X, Chen Z, Nie T, Shao Q, Fan Y, Zhang S C, Liu K, Xia J, Wang K L 2017 *Science* **357** 294
- [39] Mourik V, Zuo K, Frolov S M, Plissard S R, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P 2012 *Science* **336** 1003
- [40] Deng M T, Yu C L, Huang G Y, Larsson M, Caroff P, Xu H Q 2012 *Nano Lett.* **12** 6414
- [41] Nadj-Perge S, Drozdov I K, Li J, Chen H, Jeon S, Seo J, MacDonald A H, Bernevig B A, Yazdani A 2014 *Science* **346** 602
- [42] Koma A 1999 *J. Cryst. Growth* **201** 236
- [43] Zhang H J, Liu C X, Qi X L, Dai X, Fang Z, Zhang S C 2009 *Nat. Phys.* **5** 438
- [44] Meerschaut A, Deudon C 2001 *Mater. Res. Bull.* **36** 1721
- [45] Zhang Y, He K, Chang C Z, Song C L, Wang L L, Chen X, Jia J F, Fang Z, Dai X, Shan W Y, Shen S Q, Niu Q, Qi X L, Zhang S C, Ma X C, Xue Q K 2010 *Nat. Phys.* **6** 584
- [46] Li Y Y, Wang G, Zhu X G, Liu M H, Ye C, Chen X, Wang Y Y, He K, Wang L L, Ma X C, Zhang H J, Dai X, Fang Z, Xie X C, Liu Y, Qi X L, Jia J F, Zhang S C, Xue Q K 2010 *Adv. Mater.* **22** 4002
- [47] Park K, Heremans J J, Scarola V W, Minic D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 186801
- [48] Liu Y, Bian G, Miller T, Bissen M, Chiang T C 2012 *Phys. Rev. B* **85** 195442
- [49] Black-Schaffer A M, Balatsky A V 2013 *Phys. Rev. B* **87** 220506
- [50] Tkachov G 2013 *Phys. Rev. B* **87** 245422
- [51] Xu S Y, Alidoust N, Belopolski I, Richardella A, Liu C, Neupane M, Bian G, Huang S H, Sankar R, Fang C, Dellabetta B, Dai W Q, Li Q, Gilbert M J, Chou F C, Samarth N, Hasan M Z 2014 *Nat. Phys.* **10** 943
- [52] Hess H F, Robinson R B, Dynes R C, Valles J M, Waszczak J V 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 214
- [53] Eskildsen M R, Kugler M, Tanaka S, Jun J, Kazakov S M, Karpinski J, Fischer O 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 187003
- [54] Sonier J E, Kiefl R F, Brewer J H, Chakhalian J, Dunsiger S R, MacFarlane W A, Miller R I, Wong A, Luke G M, Brill J W 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 1742
- [55] Miller R I, Kiefl R F, Brewer J H, Chakhalian J, Dunsiger S, Morris G D, Sonier J E, MacFarlane W A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1540
- [56] Chiu C K, Gilbert M J, Hughes T L 2011 *Phys. Rev. B* **84** 144507
- [57] Gygi F, Schluter M 1991 *Phys. Rev. B* **43** 7609
- [58] Kawakami T, Hu X 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 177001
- [59] He J J, Ng T K, Lee P A, Law K T 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 037001
- [60] Wiesendanger R 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1495
- [61] Hu L H, Li C, Xu D H, Zhou Y, Zhang F C 2016 *Phys. Rev. B* **94** 224501
- [62] Elliott S R, Franz M 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 137
- [63] Kitaev A Y 2001 *Phys. Usp.* **44** 131
- [64] Law K T, Lee P A, Ng T K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 237001
- [65] Wimmer M, Akhmerov A R, Dahlhaus J P, Beenakker C W J 2011 *New J. Phys.* **13** 053016
- [66] Nilsson J, Akhmerov A R, Beenakker C W J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 120403
- [67] Fu L 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 056402
- [68] Burnell F J, Shnirman A, Oreg Y 2013 *Phys. Rev. B* **88** 224507
- [69] Zhang P, Yaji K, Hashimoto T, Ota Y, Kondo T, Okazaki K, Wang Z, Wen J, Gu G D, Ding H, Shin S 2018 *Science* **360** 182
- [70] Wang D, Kong L, Fan P, Chen H, Zhu S, Liu W, Cao L, Sun Y, Du S, Schneeloch J, Zhong R, Gu G, Fu L, Ding H, Gao H J 2018 *Science* **362** 333
- [71] Liu Q, Chen C, Zhang T, Peng R, Yan Y J, Wen C H P, Lou X, Huang Y L, Tian J P, Dong X L, Wang G W, Bao W C, Wang Q H, Yin Z P, Zhao Z X, Feng D L 2018 *Phys. Rev. X* **8** 041056

INVITED REVIEW

Search for Majorana zero mode in the magnetic vortex of artificial topological superconductor*

Li Yao-Yi^{1)2)†} Jia Jin-Feng^{1)2)‡}

1) (*Key Laboratory of Artificial Structures and Quantum Control (Ministry of Education), Shenyang National Laboratory for Materials Science, School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, 800 Dongchuan Road, Shanghai 200240, China*)

2) (*Tsung-Dao Lee Institute, Shanghai 200240, China*)

(Received 12 September 2018; revised manuscript received 11 October 2018)

Abstract

The search for new states that exhibit topological order is currently a very active and exciting area of research. Like a topological insulator, superconducting order can also exhibit topological order, which is different from that of a conventional superconductor. This superconductor is so-called “topological superconductor”, which has a full pairing gap in the bulk and gapless surface state. Majorana Fermions obey non-Abelian fractional statistics, and have been proposed to construct topological qubits, so there is a great prospect of scientific research and application in topological quantum computing. It is very interesting that Majorana Fermions are predicted to exist in topological superconductors. However, natural topological superconductor is very rare. Inspired by the realization of topological insulators, theoretical physicists have proposed that via the fabrication of the s-wave superconductor/topological insulator heterostructure, Majorana Fermions may exist in the superconducting topological insulator induced by proximate effect. Due to various kinds of topological insulators and conventional s-wave superconductors, heterostructures constructed by this method can greatly increase the variety of artificial topological superconductors. In this paper we review the experimental progress in the heterostructure composed of the Bi₂Te₃-type topological insulator and the conventional s-wave superconductor NbSe₂. Using molecular beam epitaxy, atomically flat topological insulator film can be fabricated at the top of superconductor substrate. The spatial distribution of Majorana Fermions on the surface of topological insulator can be directly observed by *in situ* scanning tunneling microscopy/spectroscopy. In the center of a magnetic vortex, Majorana Fermions will appear as the Majorana zero mode, a zero-energy peak inside the superconducting gap. Although the energy gap between low energy quasiparticle excitation and the Majorana zero mode is very small, the evidences such as zero bias conductance anomaly, Y-shape splitting of zero-bias conductance, spin-selective Andreev reflection are self-consistent and reveal that the Majorana zero mode exists in the center of a magnetic vortex. These experiments have led to a new insight into superconductivity. It may open a door to probing the novel physics of Majorana fermions.

Keywords: proximity effects, superconducting films and low-dimensional structures, vortex phases, tunneling phenomena

PACS: 74.45.+c, 74.78.-w, 74.25.Uv, 74.55.+v

DOI: 10.7498/aps.68.20181698

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2016YFA0301003, 2016YFA0300403), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11521404, 11634009, U1632102, 11504230, 11674222, 11574202, 11674226, 11574201, U1632272, 11655002), and the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences, China (Grant No. XDB28000000).

† Corresponding author. E-mail: yaoyili@sjtu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: jfjia@sjtu.edu.cn