

《物理学报》创刊 90 周年

选区外延生长的 PbTe-超导杂化纳米线：  
一个可能实现拓扑量子计算的新体系\*杨帅<sup>1)</sup> 张浩<sup>1)2)3)†</sup> 何珂<sup>1)2)3)4)‡</sup>

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) (北京量子信息科学研究院, 北京 100193)

3) (量子信息前沿科学中心, 北京 100084)

4) (合肥国家实验室, 合肥 230088)

(2023 年 10 月 6 日收到; 2023 年 10 月 29 日收到修改稿)

半导体-超导体杂化纳米线是用于研究马约拉纳零能模和拓扑量子计算的主要平台之一, 而基于 III-V 族半导体 InAs 和 InSb 的纳米线则是当前此方向研究的主流材料体系. 尽管经过多年制备技术的改进和优化, 样品中过多的缺陷和杂质仍是阻碍此方向进一步发展的核心问题. 近年来, 一个新的马约拉纳纳米线候选体系——IV-VI 族半导体 PbTe-超导杂化纳米线吸引了很大关注并获得了快速的研究进展. PbTe 的介电常数巨大, 且具有晶格匹配的衬底, 这些优势使其有潜力突破纳米线样品质量提升的瓶颈, 成为马约拉纳零能模的研究和拓扑量子计算实现的理想平台. 本文将简单介绍最近几年在 PbTe 纳米线和 PbTe-超导杂化纳米线器件的选区分子束外延生长、输运性质研究方面取得的重要进展, 并对这种新的马约拉纳纳米线候选体系的优势、问题及基于其实现拓扑量子计算的前景进行讨论.

**关键词:** 半导体纳米线, 马约拉纳零能模, 拓扑量子计算**PACS:** 81.07.Vb, 03.65.Vf, 03.67.Lx**DOI:** 10.7498/aps.72.20231603

## 1 引言

拓扑量子计算是一种基于非阿贝尔任意子的量子计算实现方式: 量子比特以非局域的方式存储于空间上相互远离的非阿贝尔任意子中, 因此对局域干扰不敏感; 量子门主要通过非阿贝尔任意子之间的位置交换实现, 也被称为“编织”(braiding), 因此对操作精度不敏感<sup>[1]</sup>. 拓扑量子计算从物理原理层面为量子计算研究的核心问题——量子纠错问题提供了一个解决方案. “拓扑量子计算能否实现?”本身是一个重大科学问题, 与“量子计算的最

佳硬件是什么?”一起入选了《科学》杂志发布的新版 125 个重大科学问题. 2020 年, 国际量子信息领域领军科学家 John Preskill (“量子霸权”说法的提出者) 和 Jonathan Dowling (“第二次量子革命”说法的提出者) 甚至曾就拓扑量子计算能否在 10 年内实现公开打赌, 可以看出拓扑量子计算研究在技术和科学层面都具有极其重要的意义.

早期研究者们主要在 5/2 分数量子霍尔效应体系和 p 波超导候选材料中寻找非阿贝尔任意子存在的证据. 然而这两类体系本身蕴含了丰富而复杂的物理问题, 再加上实验上的难度, 至今也未能被充分理解. 2008 年 Fu 和 Kane<sup>[2]</sup> 理论提出拓扑

\* 合肥国家实验室和科技创新 2030-“量子通信与量子计算机”重大项目(批准号: 2021ZD0302400)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [hzquantum@mail.tsinghua.edu.cn](mailto:hzquantum@mail.tsinghua.edu.cn)‡ 通信作者. E-mail: [kehe@tsinghua.edu.cn](mailto:kehe@tsinghua.edu.cn)

绝缘体-s波超导的界面处可以形成拓扑超导体,在磁场中产生具有非阿贝尔任意子性质的马约拉纳零能模,可用于实现拓扑量子计算.随后多种拓扑超导体的理论方案被提出,包括半导体-超导杂化纳米线、量子反常霍尔系统-超导异质结构、一些铁基超导体等(关于马约拉纳零能模的实现方案可见文献[3]).这些新方案的共同特点是都基于最简单、最基本的物理:可以用能带理论完全刻画简单电子体系、自旋轨道耦合导致的能带在动量空间的自旋劈裂、外磁场导致的Zeeman自旋劈裂或磁有序导致的交换自旋劈裂、s波超导的近邻效应等,因此在科学上是非常可靠的.至少对基于半导体-超导杂化纳米线的体系(下文将简称为马约拉纳纳米线),理论物理学家已经给出原理清楚、实验上可行的拓扑量子比特和编织实现路线图,原则上已可以通过工程化的方式一步一步实现(关于拓扑量子计算实现路线图可见文献[4]).这就是为什么在过去10年拓扑量子计算引起了巨大的、甚至来自工业界的研究热情.

然而,拓扑量子计算实现面临的技术问题却极为艰巨.以目前实现路线图已较为清晰的马约拉纳纳米线体系为例,需要解决的主要技术问题有三个:1)规模化,即能够制备出可承载多个马约拉纳零能模的复杂半导体-超导杂化纳米线平面器件;2)界面,即实现原子级平整、清洁、锐利,且电子态可控的半导体-超导界面;3)样品质量,即要尽可能降低样品中的缺陷和杂质密度.解决这三个问题的关键是要尽可能在超高真空环境中用分子束外延方法制备出复杂的半导体-超导杂化纳米线器件的核心部分,避免更“脏”、更不可控的微纳加工过程的影响.目前主要存在两种方式:一种可称为选区生长(selective area growth, SAG)纳米线,即利用微纳加工技术预先对衬底进行图形化,制备出掩模、投影墙等结构,然后在超高真空腔体中结合选区生长、投影生长等方式直接分子束外延生长出半导体-超导纳米线结构[5];另一种可称为二维电子气(two-dimensional electron gas, 2DEG)加工纳米线,即在分子束外延生长出的半导体-超导二维电子气薄膜上通过微纳加工直接加工出或者通过栅极定义出纳米线结构[6].这两种方式原则上都可以解决马约拉纳纳米线的规模化制备和界面问题.

但是,马约拉纳器件的样品质量问题却远远没有解决,并且已成为现在制约马约拉纳零能模和拓

扑量子计算研究进展的核心问题.尽管经过10年多的努力,III-V族半导体-超导杂化纳米线的材料和器件质量已得到很大提升[7-11],但最近几年的理论工作显示,其杂质和缺陷的浓度水平仍然过高,需要将其再降低至少1个数量级才可以真正用于拓扑量子计算的实现[12,13].过多的杂质和缺陷不仅会阻碍拓扑量子计算的实现,还会给器件带来复杂而不可控的信号,干扰对马约拉纳零能模的研究[14].过去10年,研究者们曾提出多个马约拉纳零能模的实验判据,但最终似乎总是无法完全排除非马约拉纳零能模的情况,导致实验上很难给出马约拉纳零能模存在的确凿证据.造成这种困扰的主要原因就是样品中杂质和缺陷的影响.微软研究团队(国际上拓扑量子计算的领军团队)[6]最近用他们最好的基于InAs-Al 2DEG的样品进行了马约拉纳零能模的非定域实验,但由于其样品和数据质量仍无法令人满意,对其研究结论仍存在不同看法.因此,大幅提高马约拉纳纳米线的样品质量是当务之急.在高质量III-V族的纳米线的制备方面最近已经有一些令人鼓舞的新进展[15].

最近几年,国际上几个团队对一个新的拓扑量子计算候选体系——基于IV-VI族半导体PbTe的纳米线进行了研究,发现此体系所具有的独特性质,使其有潜力突破马约拉纳纳米线在样品质量提高方面的瓶颈[16-26].这为马约拉纳零能模的研究和拓扑量子计算的实现指示了一条蹊径.下文将对此方向最近几年的研究进展进行简单介绍.

## 2 基于PbTe马约拉纳纳米线的优势

马约拉纳纳米线对半导体材料提出了以下要求:1)具有强自旋轨道耦合以产生大的Rashba自旋轨道劈裂;2)具有大朗德 $g$ 因子以在磁场下产生足够的Zeeman能隙;3)材料质量易于提高. PbTe很好地满足了这些条件:其阴、阳离子都属周期表中最重的元素之列,可贡献很强的自旋轨道耦合;其 $g$ 因子沿不同的晶体取向最大达65,最小也可到20;更重要的是, PbTe在低温下具有很大的介电常数( $\epsilon_r \sim 1000$ ),这会有效屏蔽缺陷电荷,极大减弱其对样品性质的影响[27].在早年对分子束外延生长的PbTe薄膜的研究中,已发现其低温下的载流子迁移率最高可达 $\sim 10^6 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ,在PbTe二维电子气中可以观测到量子霍尔效应[27].在PbTe

量子点接触 (quantum point contact, QPC) 测量中可以观测到很好的量子化平台 [28]. 这些都说明 PbTe 的大介电常数的屏蔽效应极大减弱了缺陷的影响, 这对拓扑量子计算的研究和实现是一个巨大优势. 需要注意的是, PbTe 作为一个半导体, 远不像 III-V 族化合物那样受到广泛的关注和大量的研究 (尽管是一个很受关注的热电材料). 实际上国际上只有少量研究组在从事 PbTe 的分子束外延生长和量子输运相关研究. 这意味着 PbTe 外延薄膜和纳米线的材料质量应该还有很大的提升空间.

PbTe 用于构筑马约拉纳纳米线有一个问题, 那就是其能谷简并. PbTe 的能谷处于三维布里渊区的  $L$  点, 不像 InAs 和 InSb 处于  $\Gamma$  点的能谷, 因此具有四重简并 [27]. 这有可能导致一根纳米线端点出现多个有相互作用的马约拉纳零能模, 会使电子结构变得很复杂. 但至少对于 (111) 取向 (即  $L$  点的方向) 的 PbTe 薄膜, 由于对称性的降低, 其能量最低的量子阱子能带的简并是打开的, 这在以往的 PbTe 量子霍尔效应和 QPC 实验中得到了验证 [27,28]. 此外, 在真实器件中, 栅极、超导层的存在也有可能破坏晶体对称性, 打开能谷简并. 因此能谷简并是一个需要注意但可以解决的问题.

Cao 等 [16] 对不同晶体取向的 PbTe-Pb 杂化纳米线中的马约拉纳零能模进行了理论模拟, 确定了哪些晶体取向的 PbTe 纳米线其能谷简并可以被打开, 从而产生单独的马约拉纳零能模. 结果发现其实对绝大部分情况简并都是可以打开的. 他们的模拟结果还显示, PbTe 巨大的介电常数确实可以显著降低缺陷电荷的影响, 同样的缺陷在 PbTe 中产生的电势的起伏只有在 InAs 或 InSb 中的约 1/50. 因此 PbTe-超导杂化纳米线确实是一个有可能克服缺陷问题的马约拉纳零能模理想载体.

### 3 平面 PbTe-Pb 杂化纳米线的选区外延制备

与 InAs 和 InSb 相比, PbTe 还有一个巨大的优势在于可以为其找到晶格完美匹配的衬底——CdTe, 这对实现高质量的 SAG 纳米线至关重要. SAG 纳米线相比 2DEG 纳米线器件结构更为简单, 受微纳加工过程影响更小, 有可能获得更高的样品质量. 然而由于无法为 InAs 和 InSb 找到晶格匹配的合适衬底, 导致其 SAG 纳米线存在明显的

位错缺陷, 质量很难提高 [5]. 因此微软研究团队最近几年基本放弃了 SAG 路线而专注 2DEG 路线. CdTe 具有和 PbTe 几乎完全一样的晶格常数 ( $a_{\text{PbTe}} = 0.646 \text{ nm}$ ,  $a_{\text{CdTe}} = 0.648 \text{ nm}$ ), 且是一个半导体工业常用衬底 (主要用于生长应用于红外探测器的碲镉汞). 不仅如此, 由于 CdTe 具有闪锌矿结构, 而 PbTe 具有岩盐矿结构 (如图 1(a) 所示), 二者之间很难产生互扩散, 可以形成近乎完美的界面 [26]. 所以在 CdTe 衬底上有可能获得很高质量的 PbTe SAG 纳米线.

利用 CdTe 作为衬底, Jiang 等 [17] 首次实现了 PbTe 纳米线的选区分子束外延生长, 并结合投影墙生长, 实现了 PbTe-Pb 杂化纳米线器件在一个超高真空系统中制备完成, 其具体流程如图 1(b) 所示. 首先在 CdTe 衬底上, 通过微纳加工技术制备出用于投影墙生长的  $\text{SiO}_x$  投影墙, 以及用于选区外延生长的、带有暴露出衬底表面的沟槽的  $\text{AlO}_x$  掩模. 值得注意的是, 这里  $\text{SiO}_x$  投影墙是由旋涂的电子束曝光胶 HSQ 曝光显影后形成, 比以往基于 PECVD 的制备流程大为简化, 已被后来国际上多个研究工作采用. 所得到的图形化衬底经过合适的清洁过程后传入超高真空腔室, 进行除气、氩刻、退火等衬底表面处理, 然后进行 PbTe 纳米线的选区生长. 通过对分子束外延生长动力学的精确控制, 可以使 PbTe 只成核、生长于掩模上留出的暴露出衬底表面的沟槽区域, 从而获得所需的平面外延纳米线结构. 图 1(c) 显示了选区外延生长的不同形状的 PbTe 平面纳米线结构. 为了在纳米线上生长超导 Pb 的结构, 将长有 PbTe 纳米线的衬底传入同一系统中的液氮制冷低温样品台, 并改变衬底倾角, 使 Pb 束流倾斜入射衬底表面. 因为投影墙的存在以及衬底低温对原子扩散的抑制, Pb 薄膜无法生长在被投影墙遮蔽的区域. 这样通过设计纳米线沟槽和投影墙的相对位置, 可以实现在一个超高真空系统中生长超导-半导体结 (见图 1(d))、超导-半导体-超导约瑟夫森结、半导体-超导-半导体马约拉纳纳米线等各种所需结构. 为了防止大气环境对 PbTe 和 Pb 的破坏, 样品传出腔体前会覆盖一层约 10 nm 厚的 CdTe 作为保护层 [17]. 图 1(e) 展示了 PbTe-Pb 纳米线器件截面的高分辨透射电子显微镜 (transmission electron microscopy, TEM) 成像 [17]. 可以看出 PbTe-Pb 和 PbTe-CdTe 界面清晰, 原子级平整, 看不出互扩散的迹象. 由于 PbTe



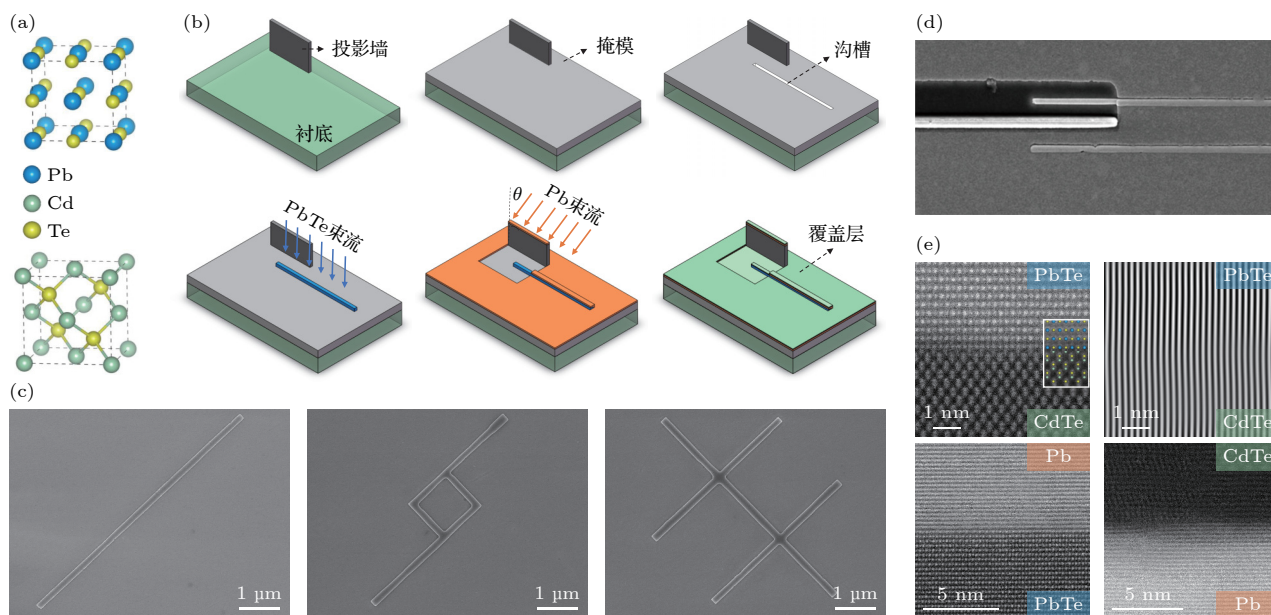


图 1 (a) PbTe 和 CdTe 的晶格结构示意图; (b) 选区外延生长 PbTe-Pb 杂化纳米线的制备流程; (c) 选区外延生长的不同结构的平面 PbTe 纳米线; (d) 结合选区外延生长和投影墙生长制备出的 PbTe-Pb 杂化平面异质结构; (e) PbTe-Pb, PbTe-CdTe, Pb-CdTe 覆盖层界面处原子分辨的 TEM 图像. 除 (d) 外所有图均来自文献 [17]

Fig. 1. (a) Crystal structures of PbTe and CdTe; (b) fabrication procedure of PbTe-Pb hybrid nanowires by selective area growth technique; (c) in-plane epitaxial PbTe nanowires of different structures prepared by selective area growth; (d) in-plane PbTe-Pb heterostructures prepared by combining selective area growth and shadow wall growth; (e) atomically resolved TEM images near the interfaces of PbTe-Pb, PbTe-CdTe and Pb-CdTe capping layer. All figures but (d) are cited from Ref. [17].

和 CdTe 有很好的晶格匹配, 没有像 InAs 和 InSb SAG 纳米线中一样存在很多位错 [5], 因此, CdTe 衬底上选区外延生长的 PbTe 纳米线有潜力实现更高的样品质量.

#### 4 选区外延生长的高质量 PbTe 纳米线的输运特征

载流子迁移率是体现材料体系质量的一个基本指标, 反映了电子受杂质散射的强弱程度. 在 CdTe 衬底上选区外延生长 PbTe 纳米线, 其低温下通过场效应测量的迁移率可达  $1.5 \times 10^4 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ , 如图 2(a) 所示 [17] (在用同样选区外延方法生长的纳米片上测到的霍尔迁移率最高达  $\sim 3 \times 10^4 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ). 这超过了文献 [29] 中报道的 InAs SAG 纳米线水平, 与最好的 InSb SAG 纳米线 ( $2.5 \times 10^4 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ) 接近 [30]. Jung 等 [21] 在 InP 衬底上也选区生长出了 PbTe 纳米线, 但由于较大的晶格失配, 其迁移率为  $5.6 \times 10^3 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ . 目前获得最好的 PbTe SAG 纳米线的迁移率与最好的 PbTe 二维电子气的数值 (可达  $3 \times 10^5 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ) 相比还有较大差距 [27]. 未来通过对纳米线与衬底界面的优化、

纳米线生长条件的精确调控, 有望将迁移率进一步提升. 此外, PbTe 纳米线的强自旋轨道耦合特征, 还在反弱局域现象中得到了体现, 如图 2(b) 所示.

半导体纳米线另一个重要的输运性质是其相位相干长度. 在目前的拓扑量子计算实现方案中, 拓扑量子比特的读取要通过电子干涉实现, 这就需要半导体纳米线在一个器件长度的尺度 (几个微米) 可以保持相位相干 [4]. Geng 等 [18] 和 Jung 等 [21] 先后报道了通过选区外延生长的 PbTe 环路结构中的量子干涉效应 (如图 2(c) 所示), 在所测量的磁电导 (或磁电阻) 中均看到了电子经相干路径干涉后的周期为  $h/e$  和  $h/(2e)$  的振荡, 前者对应 Aharonov-Bohm (AB) 效应, 后者对应 Altshuler-Aronov-Spivak (AAS) 效应. 根据振荡周期推算的干涉环路面积与器件的内圈面积接近, 说明电子波函数主要分布在环路内部. AAS 效应是电子沿时间反演路径回到原点发生干涉的结果, 意味着电子环绕回路一圈后依然能保持干涉, 相比 AB 效应, 其对无序的抗干扰性更强. 根据振荡幅度随温度的依赖关系 (如图 2(d) 所示), 提取的相位相干长度最长达  $21 \mu\text{m}$ , 完全可以用于实现拓扑量子比特

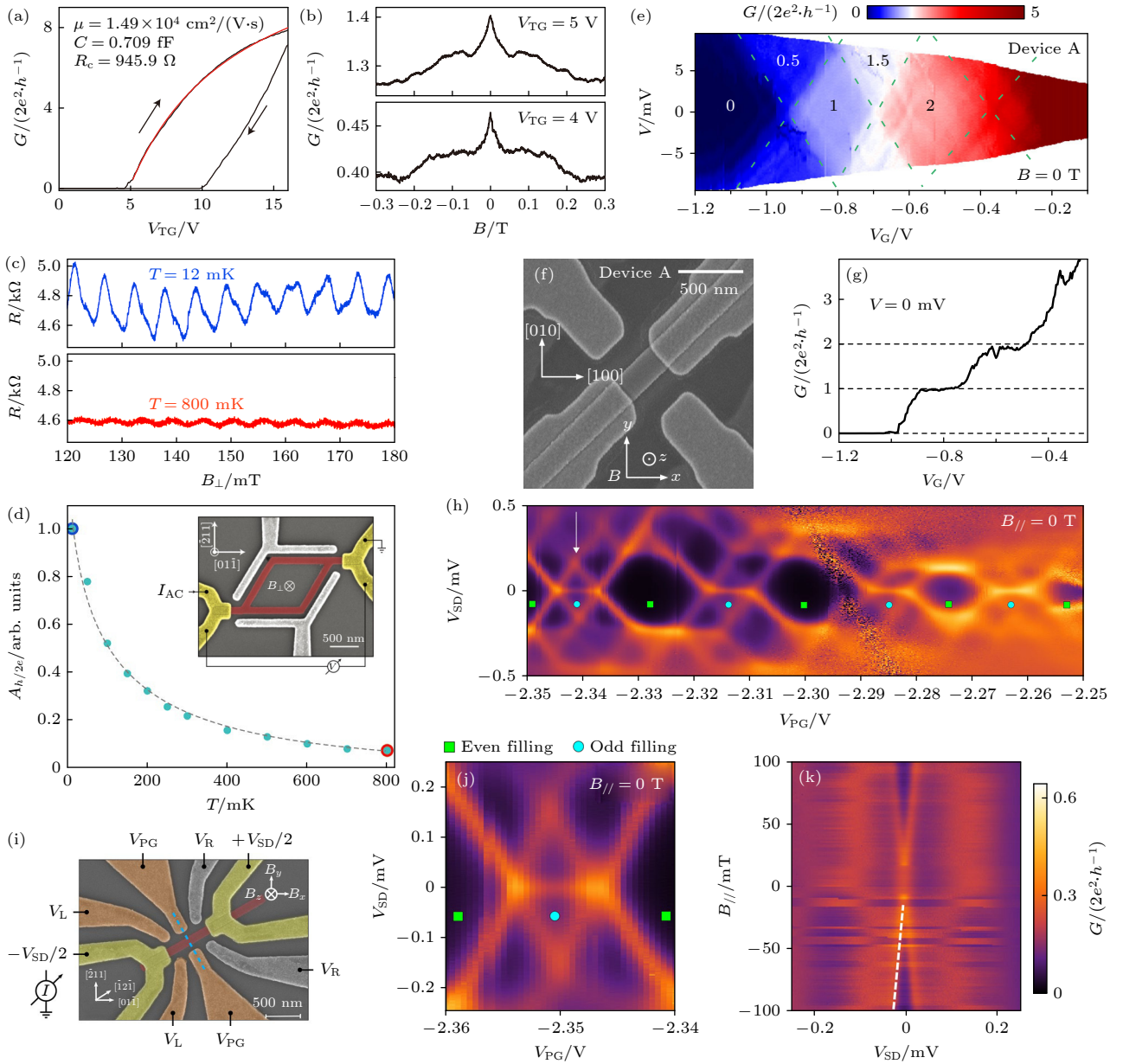


图 2 PbTe 纳米线的输运特征 (a) 场效应迁移率<sup>[17]</sup>; (b) 反弱局域效应<sup>[17]</sup>; (c), (d) AB 效应<sup>[21]</sup>; (e)–(g) QPC 器件中的弹道输运<sup>[25]</sup>; (h)–(k) 量子点中的库仑阻塞效应<sup>[22]</sup>

Fig. 2. Transport properties of PbTe nanowires: (a) Field effect mobility<sup>[17]</sup>; (b) weak antilocalization effect<sup>[17]</sup>; (c), (d) AB effect<sup>[21]</sup>; (e)–(g) ballistic transport in QPC device<sup>[25]</sup>; (h)–(k) Coulomb blockade effect in quantum dot<sup>[22]</sup>.

读取, 超过了 InAs 和 InSb SAG 线达到的数值<sup>[21]</sup>, 体现出 PbTe 纳米线的优势.

弹道输运现象反映样品中电子的弹性散射平均自由程, 是半导体纳米线高质量的直接体现. 迄今为止, 选区生长的 InAs 和 InSb 的纳米线尚未观察到零磁场下的弹道输运. Song 等<sup>[23]</sup>在基于选区外延生长的 PbTe 纳米线的 QPC 器件中, 通过对样品质量的不断提高, 先是在外加高磁场抑制背散射的情况下观察到电导随栅压调控出现量子化平台, 后来又实现了零磁场下的电导量子化<sup>[25]</sup>, 表明

样品的弹道输运 (如图 2(e)–(g) 所示). 有意思的是, 即使所测量的纳米线在理论上应具有能谷简并, 实验上仍观测到了能谷简并的打开. 如图 2(g) 所示, 量子化电导平台高度为  $n \times 2e^2/h$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ), 零磁场下只存在自旋简并度<sup>[25]</sup>. 这说明在场效应器件中, 纳米线的晶体对称性被打破, 因此完全可以获得单个马约拉纳零能模, 用于拓扑量子计算研究.

对于马约拉纳零能模的出现至关重要的朗德  $g$  因子也可以通过输运测量在 PbTe 纳米线中直接

实验获得. PbTe 体材料沿不同晶向的  $g$  因子为 20—65<sup>[27]</sup>, 但在纳米线中有可能因为尺寸效应而减小. Ten Kate 等<sup>[22]</sup> 利用在 InP 衬底上选区生长的 PbTe 纳米线, 将其制备成量子点器件, 观察到库仑阻塞效应, 如图 2(h) 所示. 由于 PbTe 量子点的充电能小于轨道能量, 库仑菱形呈现出一小一大的奇偶特性. 在奇占据的库仑菱形中出现 Kondo 电导峰 (如图 2(j) 所示), 根据其在磁场中的 Zeeman 劈裂 (如图 2(k) 所示), 提取出 PbTe 纳米线的朗德  $g$  因子为 0.9—22.4, 随磁场方向有明显的各向异性. Song 等<sup>[23,25]</sup> 在 PbTe 的 QPC 器件中, 根据电导平台对应的能级在磁场中的劈裂情况, 得到  $g$  因子为 8—47. 在基于 VLS (vapor-liquid-solid) 方法生长的 PbTe 纳米线的一个研究工作获得的朗德  $g$  因子为 20—44<sup>[20]</sup>. 由此可见, PbTe 纳米线的朗德  $g$  因子具有较大的样品依赖性.

## 5 PbTe-Pb 杂化纳米线的超导近邻效应

要在 PbTe 纳米线中获得马约拉纳零能模, 首先要实现超导近邻效应. 为此, Jiang 等<sup>[17,24,26]</sup> 结合选区外延生长和投影墙生长, 在一个超高真空系

统中直接制备出了具有原子级平整、清洁、锐利的界面的 PbTe-Pb 约瑟夫森结 (超导-纳米线-超导结) 和隧道结 (金属-纳米线-超导结), 并研究了其输运性质. 相比于常用于与 III-V 族 InAs 和 InSb 纳米线进行近邻耦合的超导材料 Al, Pb 具有更高的超导转变温度、更大的超导能隙和更高的水平临界磁场. Pb 的另一个优势是具有更强的自旋轨道耦合, 不会因为近邻效应显著减弱半导体一侧电子的自旋轨道耦合. 他们在 PbTe-Pb 的约瑟夫森结中观察到随栅压可调的超流现象, 如图 3(a), (b) 所示<sup>[24]</sup>; 在隧道结中观察到近邻超导能隙, 如图 3(c), (d) 所示<sup>[26]</sup>. 这些都说明, Pb 确实在 PbTe 中诱导出了超导电性. 得益于 PbTe 和 Pb 之间原子级锐利的界面, 图 3(d) 所示的微分电导谱展现出尖锐的相干峰, 能隙内态密度比正常态态密度低 2 个数量级, 这是硬超导能隙的标志. Pb 在 PbTe 中诱导的超导能隙  $\Delta \sim 1$  meV, 显著大于 Al 所能诱导的超导能隙 (0.2—0.3 meV). 诱导超导能隙的大小决定了拓扑能隙的上限, 其值越大, 意味着体系抵抗无序的能力越强. 进一步研究诱导超导态在磁场中的响应, 发现其水平临界磁场小于 2 T. 相比之下, 在 InAs-Pb 纳米线中的研究显示水平临界磁场可达  $\sim 8.5$  T<sup>[31]</sup>, 因此仍有提高潜力.

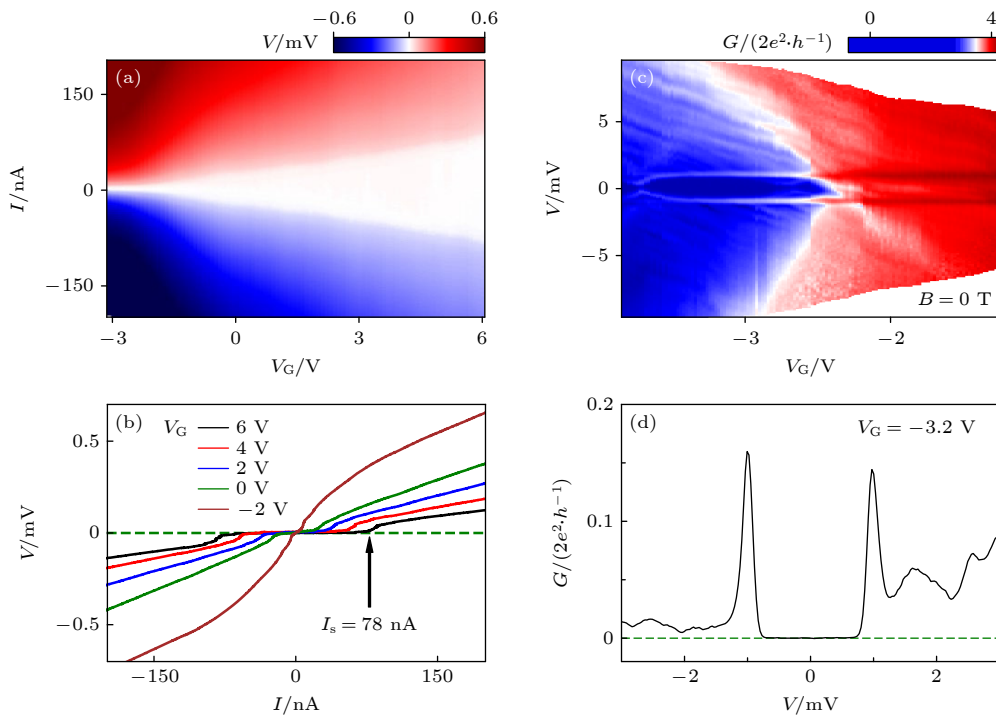


图 3 PbTe-Pb 杂化纳米线中的超导近邻效应 (a), (b) 约瑟夫森结中的超流<sup>[24]</sup>; (c), (d) 隧道结中的超导硬能隙<sup>[26]</sup>

Fig. 3. Superconducting proximity effect in PbTe-Pb hybrid nanowires: (a), (b) Supercurrent in a Josephson junction<sup>[24]</sup>; (c), (d) hard gap in a tunneling junction<sup>[26]</sup>.



图 3(c) 中能隙外的微分电导展现出类似 Fabry-Perot 干涉的振荡条纹, 可能源于势垒区与源漏极间的电子散射, 但具体来源还需要进一步研究. 总之, 以上结果表明 PbTe-Pb 纳米线已经具备了实现马约拉纳零能模的所有条件, 下面只需要仔细调控栅极、磁场, 同时继续优化器件, 就有可能找到马约拉纳零能模.

## 6 总结与展望

对选区生长的 PbTe 纳米线及其与超导的异质结构的研究在过去两年多的时间已取得了很多进展, 已成为基于纳米线的拓扑量子计算研究中一个快速发展的新方向. 在这两年多的时间内, 所获得的 PbTe SAG 纳米线在迁移率、相位相干长度、弹道输运等性能方面有的已经接近甚至已超过 10 年积累的 III-V 族 InAs 和 InSb 纳米线的水平. 而结合选区外延和片上投影墙技术原位生长出的 PbTe-超导杂化纳米线器件, 已显示出高质量的界面、电场可调约瑟夫森结、近邻超导硬能隙. 因此, 此体系已展现出在样品质量提高方面的独特优势. 下一步此方向最重要的任务是努力在基于 PbTe-超导杂化纳米线的器件中, 通过对各种器件参数、栅极、磁场的调控, 实现零能电导峰及其峰值的量子化, 然后通过绘制零能电导随多参数的变化相图<sup>[11]</sup>、引入耗散电极<sup>[32]</sup>、在多端器件中测量零能模之间的关联<sup>[4,33]</sup>等多种方法, 研判所观测到的零能电导峰是否为马约拉纳零能模. 在此基础上开展马约拉纳零能模隐形传态实验, 利用拓扑近藤效应实验验证拓扑简并特征<sup>[33]</sup>, 努力实现拓扑量子比特“从 0 到 1”的突破<sup>[4]</sup>. PbTe 巨大介电常数对杂质和缺陷电荷的屏蔽或许可以帮助我们获得更加干净的数据和更容易理解的结果. 另外需注意, PbTe 巨大的介电常数也会带来一些不确定因素. 例如, 充电能太小可能会使构筑承载拓扑量子比特的“马约拉纳岛”更为困难<sup>[20,22]</sup>, 大介电常数对拓扑量子比特读取、调控所需的高频测量可能也会有影响<sup>[34]</sup>. 这些都需要对其进行更深入的研究. 总之, 尽管实现拓扑量子比特是一个非常艰难的目标, 但 PbTe-超导杂化纳米线这一体系已显示出其用于实现这一目标的巨大潜力, 而构筑基于此体系的拓扑量子比特器件的可规模化制备技术也已经发展出来, 因此这是一条值得尝试的拓扑量子计算实现之路.

## 参考文献

- [1] Kitaev A Y 2003 *Annals Phys.* 303 2
- [2] Fu L, Kane C L 2008 *Phys. Rev. Lett.* 100 096407
- [3] Alicea J 2012 *Rep. Prog. Phys.* 75 076501
- [4] Cao Z, Chen S M, Zhang G, Liu D E 2023 *Sci. China Phys. Mech.* 66 267003
- [5] Vaitiekėnas S, Whitticar A M, Deng M T, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* 121 147701
- [6] Aghaee M et al. (Microsoft Quantum) 2023 *Phys. Rev. B* 107 245423
- [7] Mourik V, Zuo K, Frolov S M, Plissard S R, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P 2012 *Science* 336 1003
- [8] Krogstrup P, Ziino N L B, Chang W, et al. 2015 *Nat. Mater.* 14 400
- [9] Chang W, Albrecht S M, Jespersen T S, Kuemmeth F, Krogstrup P, Nygard J, Marcus C M 2015 *Nat. Nanotechnol.* 10 232
- [10] Gul O, Zhang H, Bommer J D S, et al. 2018 *Nat. Nanotechnol.* 13 192
- [11] Wang Z Y, Song H D, Pan D, et al. 2022 *Phys. Rev. Lett.* 129 167702
- [12] Ahn S, Pan H N, Woods B, Stanescu T D, Das Sarma S 2021 *Phys. Rev. Mater.* 5 124602
- [13] Woods B D, Das Sarma S, Stanescu T D 2021 *Phys. Rev. Appl.* 16 054053
- [14] Pan H N, Das Sarma S 2020 *Phys. Rev. Res.* 2 013377
- [15] Pan D, Song H D, Zhang S, Liu L, Wen L J, Liao D Y, Zhuo R, Wang Z C, Zhang Z T, Yang S, Ying J H, Miao W T, Shang R N, Zhang H, Zhao J H 2022 *Chin. Phys. Lett.* 39 058101
- [16] Cao Z, Liu D E, He W X, Liu X, He K, Zhang H 2022 *Phys. Rev. B* 105 085424
- [17] Jiang Y Y, Yang S, Li L, et al. 2022 *Phys. Rev. Mater.* 6 034205
- [18] Geng Z H, Zhang Z T, Chen F T, et al. 2022 *Phys. Rev. B* 105 L241112
- [19] Schellingerhout S G, de Jong E J, Gomanko M, et al. 2022 *Mater. Quantum Technol.* 2 015001
- [20] Gomanko M, de Jong E J, Jiang Y F, Schellingerhout S G, Bakkers E P A M, Frolov S M 2022 *SciPost Phys.* 13 089
- [21] Jung J, Schellingerhout S G, Ritter M F, ten Kate S C, van der Molen O A H, de Loijer S, Verheijen M A, Riel H, Nichele F, Bakkers E P A M 2022 *Adv. Funct. Mater.* 32 2208974
- [22] Ten Kate S C, Ritter M F, Fuhrer A, Jung J, Schellingerhout S G, Bakkers E P A M, Riel H, Nichele F 2022 *Nano Lett.* 22 7049
- [23] Song W Y, Wang Y H, Miao W T, Yu Z H, Gao Y C, Li R D, Yang S, Chen F T, Geng Z H, Zhang Z T, Zhang S, Zang Y Y, Cao Z, Liu D E, Shang R N, Feng X, Li L, Xue Q K, He K, Zhang H 2023 *Phys. Rev. B* 108 045426
- [24] Zhang Z T, Song W Y, Gao Y C, Wang Y H, Yu Z H, Yang S, Jiang Y Y, Miao W T, Li R D, Chen F T, Geng Z H, Zhang Q H, Meng F Q, Lin T, Gu L, Zhu K J, Zang Y Y, Li L, Shang R N, Feng X, Xue Q K, He K, Zhang H 2023 *Phys. Rev. Mater.* 7 086201
- [25] Wang Y H, Chen F T, Song W Y, Geng Z H, Yu Z H, Yang L N, Gao Y C, Li R D, Yang S, Miao W T, Xu W, Wang Z Y, Xia Z Z, Song H D, Feng X, Zang Y Y, Li L, Shang R N, Xue Q K, He K, Zhang H 2023 *Nano Lett.* published online (DOI: 10.1021/acs.nanolett.3c03604)
- [26] Gao Y C, Song W Y, Yang S, Yu Z H, Li R D, Miao W T, Wang Y H, Chen F T, Geng Z H, Yang L N, Xia Z Z, Feng X, Zang Y Y, Li L, Shang R N, Xue Q K, He K, Zhang H 2023 arXiv 2309.01355

- [27] Springholz G 2018 *Chapter 11-Molecular Beam Epitaxy of IV-VI Semiconductors: Fundamentals, Low-dimensional Structures, and Device Applications, Molecular Beam Epitaxy (Second Edition)* (Elsevier) pp211–276
- [28] Grabecki G, Wróbel J, Zagrajek P, Fronc K, Aleszkiewicz M, Dietl T, Papis E, Kamińska E, Piotrowska A, Springholz G, Bauer G 2006 *Physica E* **35** 332
- [29] Beznasyuk D V, Martí-Sánchez S, Kang J H, Tanta R, Rajpalke M, Stankevic T, Christensen A W, Spadaro M C, Bergamaschini R, Maka N N, Petersen C E N, Carrad D J, Jespersen T S, Arbiol J, Krogstrup P 2022 *Phys. Rev. Mater.* **6** 034602
- [30] Aseev P, Wang G Z, Binci L, Singh A, Marti-Sanchez S, Botifoll M, Stek L J, Bordin A, Watson J D, Boekhout F, Abel D, Gamble J, Van Hoogdalem K, Arbiol J, Kouwenhoven L P, de Lange G, Caroff P 2019 *Nano Lett.* **19** 9102
- [31] Kanne T, Marnauza M, Olsteins D, Carrad D J, Sestoft J E, de Bruijkere J, Zeng L J, Johnson E, Olsson E, Grove-Rasmussen K, Nygard J 2021 *Nat. Nanotechnol.* **16** 776
- [32] Liu D E 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 207003
- [33] Zhang H, Liu D E, Wimmer M, Kouwenhoven L P 2019 *Nat. Commun.* **10** 5128
- [34] Azab A A, Ward A A, Mahmoud G M, El-Hanafy E M, El-Zahed H, Terra F S 2018 *J. Semicond.* **39** 123006

The 90th Anniversary of *Acta Physica Sinica*

# Selective-area-epitaxied PbTe-superconductor hybrid nanowires: A new candidate system to realize topological quantum computing\*

Yang Shuai<sup>1)</sup> Zhang Hao<sup>1)2)3)†</sup> He Ke<sup>1)2)3)4)‡</sup>

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

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

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

4) (Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China)

( Received 6 October 2023; revised manuscript received 29 October 2023 )

## Abstract

Semiconductor-superconductor hybrid nanowire is one of the major platforms for realizing Majorana zero modes (MZMs) and topological quantum computing (TQC), and the III-V InAs and InSb-based nanowires are the most-studied materials in this approach. Despite years of efforts to improve and optimize materials, too many defects and impurities in the nanowire samples remain the central problem hindering the research progress in this direction. In recent years, a new candidate Majorana nanowire system—IV-VI semiconductor PbTe-superconductor hybrid nanowire—has attracted much attention and witnessed rapid research progress. The unique advantages of PbTe-based nanowires, such as the large dielectric constant and the presence of a lattice-matched substrate, give them great potential in solving the bottleneck problem of sample defects and impurities, making them an ideal platform for studying MZMs and TQC. In this paper, we briefly introduce the recent research progress of selective area growth and transport characterization of in-plane PbTe nanowires and PbTe-superconductor hybrid nanowires. We also discuss the advantages and problems of the new candidate Majorana nanowire system as well as the prospect of realizing TQC based on it.

**Keywords:** semiconductor nanowire, Majorana zero mode, topological quantum computing

**PACS:** 81.07.Vb, 03.65.Vf, 03.67.Lx

**DOI:** 10.7498/aps.72.20231603

\* Project supported by the Hefei National Laboratory, China and the Innovation Program for Quantum Science and Technology, China (Grant No. 2021ZD0302400).

† Corresponding author. E-mail: [hzquantum@mail.tsinghua.edu.cn](mailto:hzquantum@mail.tsinghua.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [kehe@tsinghua.edu.cn](mailto:kehe@tsinghua.edu.cn)



选区外延生长的PbTe-超导杂化纳米线：一个可能实现拓扑量子计算的新体系

杨帅 张浩 何珂

**Selective-area-epitaxied PbTe-superconductor hybrid nanowires: A new candidate system to realize topological quantum computing**

Yang Shuai Zhang Hao He Ke

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 238101 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20231603

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231603>

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

从高质量半导体/超导体纳米线到马约拉纳零能模

From high-quality semiconductor/superconductor nanowires to Majorana zero mode

物理学报. 2021, 70(5): 058101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201750>

马约拉纳零能模的非阿贝尔统计及其在拓扑量子计算的应用

Non-abelian statistics of Majorana modes and the applications to topological quantum computation

物理学报. 2020, 69(11): 110302 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200812>

Majorana准粒子与超导体-半导体异质纳米线

Majorana quasi-particles and superconductor-semiconductor hybrid nanowires

物理学报. 2020, 69(7): 077303 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200177>

铁基超导涡旋演生马约拉纳零能模

Emergent vortex Majorana zero mode in iron-based superconductors

物理学报. 2020, 69(11): 110301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200717>

在人工拓扑超导体磁通涡旋中寻找Majorana零能模

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

物理学报. 2019, 68(13): 137401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181698>

面向量子计算的拓扑超导体材料、物理和器件研究

Research progress of material, physics, and device of topological superconductors for quantum computing

物理学报. 2022, 71(16): 160302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220596>