

特邀综述

异质系统马约拉纳费米子的理论研究 及其实验观测问题*

乔国健¹⁾ 岳鑫²⁾ 张智磊¹⁾ 孙昌璞^{1)†}

1) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100193)

2) (北京计算科学研究中心, 北京 100193)

(2025 年 11 月 6 日收到; 2025 年 12 月 29 日收到修改稿)

由于马约拉纳费米子具有反粒子是其自身的基本属性和在量子计算应用中具有拓扑保护的可能性, 在超导异质系统中实现马约拉纳费米子(零模)的理论和实验研究已成为凝聚态物理研究的前沿热点. 然而, 近年来, 该领域的一些实验观测数据引发了广泛的争议, 多篇声称实现马约拉纳费米子的关键实验论文因此被撤回. 鉴于当前研究现状, 本文旨在系统梳理该领域关于实验数据的争议及存在的问题, 并从基础理论的视角深入分析当前围绕马约拉纳费米子的实验数据所产生的争议. 同时, 进一步探讨未来实现马约拉纳费米子的精确条件. 本文先介绍马约拉纳费米子的基本概念, 以及在超导异质系统中的实现, 进一步介绍超导异质结中的实验进展, 以及存在的理论和实验比对的问题. 最后介绍我们发展的理论及其对未来实验方向的分析.

关键词: 马约拉纳费米子(零模), 超导异质系统, 拓扑超导相**DOI:** 10.7498/aps.75.20251512**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251512

1 引言

马约拉纳(Majorana)费米子是其自身的反粒子^[1], 由于其奇特的基本属性和在量子计算中拥有潜在的应用前景-实现拓扑保护^[2-6], 在凝聚态系统中实现马约拉纳费米子(或零模)的研究在过去二十年间成为热点^[7,8]. 随着该领域研究的不断推进, 多种可能实现马约拉纳费米子的超导异质结构相继被提出, 包括拓扑绝缘体-超导体^[9]、纳米线-超导体^[10,11]、磁性原子链-超导体^[12,13], 以及超导量子点阵列等系统^[14].

在上述超导异质结系统中, 纳米线(或拓扑绝缘体)-超导体的异质结构被广泛认为是实现马约拉

纳费米子最具潜力的平台之一^[9-11]. 在相关实验研究中, 研究者陆续观测到可能与马约拉纳费米子相关的信号^[15-17]. 特别是在 2017 年 Wang 团队^[18] 以及 2018 年 Kouwenhoven 团队^[19] 分别在拓扑绝缘体(纳米线)-超导体异质结构中, 报道了较为理想的马约拉纳费米子的信号. 这些成果曾被视为凝聚态系统中发现马约拉纳费米子的强有力证据. 然而, 所发表的实验数据引发了广泛质疑, 导致该领域多篇重要的实验研究论文相继被撤稿^[18-21]. 这不仅在学术界引发了巨大争议, 也在一定程度上削弱了外界对该研究领域的信心^[22,23] (见图 1).

此次撤稿事件后, Frolov^[22] 指出, 引发当前马约拉纳费米子领域争议的主要原因并非量子输运基础测量方法本身存在问题, 而是由于数据呈现的

* 国家自然科学基金(批准号: 12088101, 12547124)、国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金(批准号: U2330401)和中国博士后科学基金(批准号: 2025M784438)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sunp@gscaep.ac.cn

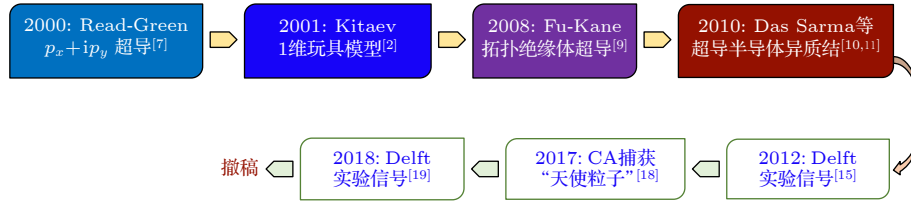


图 1 马约拉纳准粒子在凝聚态物理中的发展以及关键实验进展

Fig. 1. Advances of Majorana quasi-particles in condensed matter physics.

选择性和不充分性^①. 近期, Kouwenhoven^[23] 在总结撤稿事件及其对整个领域的影响时也表示:“过于依赖简化的模型, 导致在尚未深入研究基本问题的情况下贸然迈出了过大的步伐^②.” 他还强调:“目前在一维异质体系实验中报道的所有零偏振峰信号都源自平凡的起因, 而非马约拉纳费米子^③.” 这在一定程度上表明, 该领域一些研究中不仅在实验数据的处理方式上存在一定问题, 而且过度简化的理论及模型也存在严重缺陷.

早在 2022 年初, 本研究组^[24,25] 就在理论上指出, 观测到的实验数据被解释为马约拉纳费米子信号是基于低能近似的理论结果. 为了进一步澄清这些实验信号是否真正来源于马约拉纳费米子, 我们重新推导了纳米线 (拓扑绝缘体)-超导异质系统的有效理论, 并明确其适用条件为弱的近邻隧穿和弱磁场 (或弱表面能隙). 然而, 在实际的异质结构 (例如铟砷铝 (InAs-Al)、铟锑铝 (InSb-Al) 和硒化铋-铌 (Bi₂Se₃-Nb) 等) 中, 近邻隧穿强度和外加磁场已超出了其低能理论的适用范围. 尽管在这种强近邻耦合的异质系统中更有利于在纳米线 (或拓扑绝缘体) 中诱导电子间的配对 (即打开能隙), 但 Loss 和 Klinovaja 团队^[26-28] 的理论研究表明, 这种强近邻耦合同时会引发纳米线的金属化现象——即超导体与纳米线的强耦合使纳米线呈现出金属性. 而金属化效应则会阻碍马约拉纳费米子的实现^[27]. 那么, 在强近邻耦合或强磁场的条件下, 异质系统中是否还能存在马约拉纳费米子呢? 要观察到马约拉纳费米子, 就必须找到合适的材料和优化的参数, 平衡电子配对和金属化的竞争 (tread-off).

为了解决这一关键科学问题, 本研究组^[29] 最近提出了一种整体理论方法, 即同时考虑异质系统

中的准粒子激发来定义“缀饰”马约拉纳费米子. 此方法明确了在任意近邻耦合和磁场强度条件下马约拉纳费米子的存在条件, 从而给出了拓扑相图. 通过应用这一相图, 我们指出了当前观测马约拉纳费米子的挑战, 主要在于化学势的不匹配和化学势窗口较窄的问题, 并明确了未来实现马约拉纳费米子的具体条件.

本文旨在对当前超导异质系统中的马约拉纳费米子的基本理论及其实验观测存在的相关问题进行综述. 并进一步介绍本研究组为解决当前实验中存在的争议在半导体纳米线、拓扑绝缘体等超导异质系统方面取得的理论进展. 这既是对当前超导异质系统中马约拉纳费米子研究的总结, 也是对未来“何以发现马约拉纳零模”这一关键问题的回答.

2 什么是马约拉纳费米子?

2.1 作为基本粒子的马约拉纳费米子

在 1928 年, 狄拉克 (Dirac)^[30] 提出了著名的狄拉克方程, 该方程自然地解释了粒子自旋的存在. 然而, 它同时引发了关于负能量态解释的问题. 为了解决这一问题, 狄拉克^[31] 在 1931 年进一步提出, 负能量态可能对应于一种新型粒子, 即电子的反粒子——正电子. 他还推测, 每种粒子, 如质子, 都应该存在与之对应的反粒子. 通过约当 (Jordan) 和维格纳 (Wigner)^[32] 提出的二次量子化方法, 电子及其反粒子的行为可以通过场的产生算符和湮灭算符来描述.

到了 1937 年, 基于对电子及其反粒子理论的对称性考虑, 马约拉纳扩展了约当-维格纳的方法, 并提出了一种全新的狄拉克方程量子化方式. 其结

① In my view, nothing is wrong with the basic method often dubbed ‘quantum transport’. I feel that selective data presentation is the main problem.

② This minimal model created a too simplistic mindset that made us take too large steps instead of seriously investigating the basic issues.

③ I personally believe that indeed all reported ZBPs in 1D hybrids have a trivial origin.

果显示,量子化后的场描述了一种中性粒子,且该粒子的反粒子与其自身相同^[4],即场算符满足 $\hat{\varphi}(\mathbf{x}) = \hat{\varphi}^\dagger(\mathbf{x})$,这种粒子后来被称为马约拉纳费米子或天使粒子.事实上,通过求解狄拉克方程,可以获得系统的本征模式以及对应的能谱表达式 $E_\pm(p) = \pm\sqrt{m^2c^4 + c^2p^2}$ (如图2(a)所示).从能谱可以看出,质量项 m 决定了能隙的大小.当质量项逐渐减小时,体系的能隙也随之减小.当质量完全为零(即 $m = 0$)时,能谱呈现线性色散关系 $E_\pm(p) = \pm c|p|$,这正是狄拉克锥的特征(如图2(b)所示).对于零能激发,即 $E_p = 0$,动量也必须为零.这一条件恰好对应于能隙闭合点.此时,零能模的正粒子湮灭算符等于反粒子的产生算符,即 $c_k^\dagger = h_{-k}$ (见附录A).反之,若正粒子与反粒子相同,则可以证明 $E_p = 0$.因此,零能模是马约拉纳费米子,即马约拉纳零模.

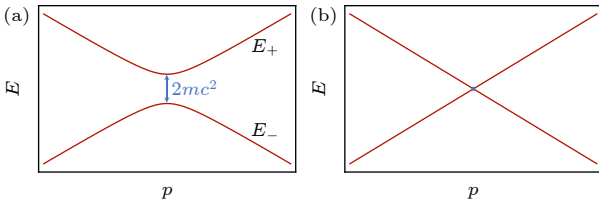


图2 (a) 狄拉克方程的能谱; (b) 当 $m = 0$ 时,能谱变为线性色散
Fig. 2. (a) Energy spectrum of the Dirac equation; (b) when $m = 0$, the energy spectrum becomes linear dispersion.

2.2 作为准粒子的马约拉纳费米子

随着凝聚态物理的发展,马约拉纳费米子的概念已经从基本粒子物理学扩展到了凝聚态系统中的准粒子激发.在2000年,Read和Green^[7]首次指出,在二维 $p + ip$ 超导系统中存在沿着某一方向(例如 y 方向)传播的手性马约拉纳费米子,其满足 $\gamma^\dagger(y) = \gamma(y)$,其中实空间中的场算子 $\gamma(y)$ 是动量空间中准粒子激发 γ_{k_y} 的傅里叶变换,这是马约拉纳费米子在凝聚态系统中的实现.根据马约拉纳费米子的上述定义,对于给定动量 k_y ,本征模激发满足 $\gamma_{k_y} = \gamma_{-k_y}^\dagger$.其中本征模的能量为 $E(k_y) = k_y\Delta$, Δ 为 p 波超导体的配对强度.这些本征模激发的波函数在实空间的 x 方向上局域在超导体的一个边缘,即边缘态(见图3).而手性则体现在不同边缘的马约拉纳费米子传播方向相反,分别为 y 和 $-y$ 方向.对于零能模,即 $E(k_y) = 0$,则 $k_y = 0$.此时,

零模准粒子满足 $\gamma_0 = \gamma_0^\dagger$,即马约拉纳零模.

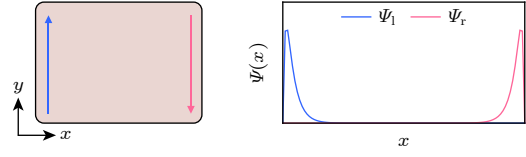


图3 局域在 x 方向左边缘(Ψ_l)和右边缘(Ψ_r)的手性马约拉纳费米子沿着 y 和 $-y$ 方向传播的示意图
Fig. 3. Schematic diagram: Chiral Majorana fermions, localized at the left and right edges in the x direction, propagate along the y and $-y$ directions.

2.3 作为束缚态的马约拉纳零模^[2,33]

在此基础上,Kitaev^[2]进一步提出了一维 p 波超导模型,即Kitaev模型.其在格点空间中的哈密顿量为

$$H = -\mu \sum_{n=1}^N d_n^\dagger d_n - \sum_{n=1}^{N-1} \frac{1}{2} (t d_n^\dagger d_{n+1} + \Delta d_n d_{n+1} + \text{H.c.}). \quad (1)$$

式中, d_n (d_n^\dagger)是格点 n 上电子的湮灭(产生)算符, μ 是格点的在位能, t 是相邻格点间的跃迁(hopping)强度, Δ 是超导配对强度, N 是总的格点数.上述哈密顿量可直接对角化为 $H = \sum_\nu E_\nu \eta_\nu^\dagger \eta_\nu$,其中系统的准激发算符

$$\eta_\nu = \sum_n u_{\nu,n}^* d_n + v_{\nu,n}^* d_n^\dagger \quad (2)$$

是不同格点上电子 d_n 和空穴 d_n^\dagger 算符的线性组合.这里, $u_{\nu,n}$ 和 $v_{\nu,n}$ 是电子和空穴波函数在格点 n 上的分量.根据马约拉纳费米子的定义,准粒子激发满足 $\eta_\nu = \eta_\nu^\dagger$,则有 $u_{\nu,n} = v_{\nu,n}^*$.这表明电子和空穴的波函数互为复共轭.通过本征方程(本征能量 E_ν 对应的本征态满足的方程)可以证明只有零能准激发($E_\nu = 0$)才是马约拉纳费米子,即马约拉纳零模^[33].当 $|\mu| < t$,可解得存在两个线性无关的零能本征态:

$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} u^{(1)} \\ u^{(1)} \end{pmatrix}, \quad \Psi_2 = -i \begin{pmatrix} u^{(2)} \\ -u^{(2)} \end{pmatrix},$$

其中 $u^{(1)}$ 和 $u^{(2)}$ 在格点 n 上的分量为

$$u_n^{(1)} = a_1 (\xi_1^n - \xi_2^n), \quad u_n^{(2)} = a_2 (\xi_1^{N-n} - \xi_2^{N-n}).$$

这里, $|\xi_j| < 1$ 并且 $a_1, a_2 \in \mathbb{C}$.因为 $|\xi_j| < 1$,所以 $u_n^{(1)}$ 是一个从左端($n = 1$)向右端($n = N$)衰减的解,因此,该解是一个局域在左端的解,即马约

拉纳边缘态; 而 $u_n^{(2)}$ 则对应从右端向左端衰减的解 (见图 4). 由上述零能本征方程的解, 则相应的马约拉纳准粒子分别为

$$\gamma_1 = \sum_n u_n^{(1)} (d_n + d_n^\dagger), \quad \gamma_N = i \sum_n u_n^{(2)} (d_n - d_n^\dagger),$$

它们的激发分别对应局域在格点 1 和格点 N 附近. 同样可证, 当 $|\mu| > t$, 不存在零能本征态, 也就不存在马约拉纳零模.

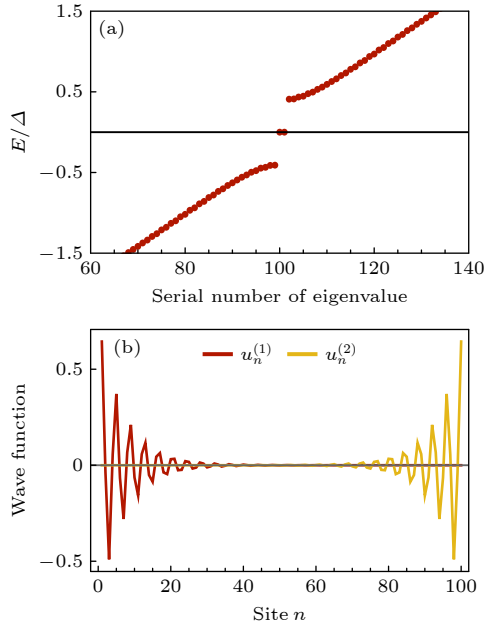


图 4 (a) Kitaev 模型的能谱; (b) 零能本征波函数在格点空间的分布 [33,34]
Fig. 4. (a) Energy spectrum of the Kitaev model; (b) the spatial distribution of the zero-energy wave function on each site [33,34].

马约拉纳零模的存在与否也可以通过体系的体带拓扑性质来刻画. 在周期性边界条件下, 使用 k 空间的基矢 $\mathbf{d}_k := [\mathbf{d}_k, \mathbf{d}_{-k}^\dagger]^\top$, 哈密顿量矩阵为 \mathbf{H}_k . 通过求解哈密顿量的本征方程 $\mathbf{H}_k |\mathbf{u}_k\rangle = -E_k |\mathbf{u}_k\rangle$, 得到它的本征矢 $|\mathbf{u}_k\rangle$ 和本征能量 $-E_k$. 基于此, 可以计算以 k 为参数空间的 Berry 相:

$$w = i \int_{-\pi}^{\pi} \langle u_k | \partial_k | u_k \rangle dk,$$

进而得到拓扑不变量为 [35]

$$M = e^{iw} = \begin{cases} -1, & |\mu| < t, \\ 1, & |\mu| > t. \end{cases} \quad (3)$$

上述拓扑不变量 M 的不同取值对应于不同的超导相. 当 $M = 1$ 时, 系统处于普通超导相; 而当 $M = -1$ 时, 系统处于拓扑超导相, 见图 5. 拓扑超

导相的特征是, 在开边界条件下, 系统的两端会存在局域的马约拉纳零能模. 然而, 在非拓扑相 (或拓扑平庸相) 中, 系统两端则不会出现局域的马约拉纳零模.

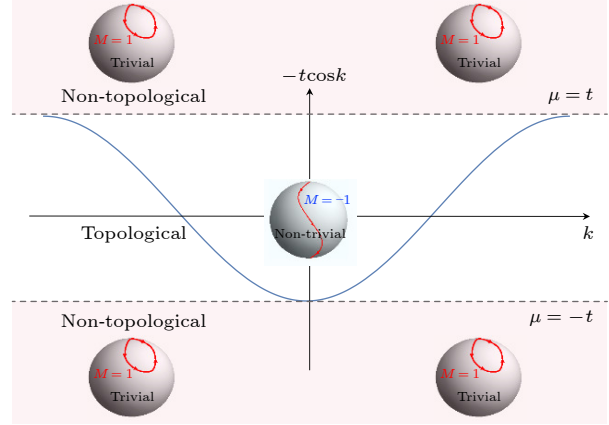


图 5 不同参数区域下的相图: 当 $|\mu| < t$, 拓扑不变量 $M = -1$, 系统处在拓扑相区域; 当 $|\mu| > t$, 拓扑不变量 $M = 1$, 系统处在非拓扑相区域 [8]
Fig. 5. Phase diagram in different parameter regions: when $|\mu| < t$, the topological invariant $M = -1$, indicating the system is in the topological phase region; when $|\mu| > t$, the topological invariant $M = 1$, indicating the system is in the non-topological phase region [8].

3 异质系统中的马约拉纳费米子

尽管 Read-Green 模型 [7] 以及 Kitaev 模型 [2] 作为理想的理论模型能够支持马约拉纳费米子的出现, 但在实际材料中却难以直接实现. 这是因为上述模型本质上是一个无自旋的 p 波超导模型, 而自然界中尚未发现明确的 p 波超导材料. 在 2008 年, Fu-Kane 模型的问世打破了这一困境 [9]. 该模型证明, s 波超导体与拓扑绝缘体的表面态之间可以形成等效的 p 波配对, 进而支持马约拉纳准粒子的存在. 受到此工作的启发, Lutchyn 等 [10] 提出, 可将拓扑绝缘体替换成具有强自旋-轨道耦合的半导体材料, 并构建超导体-半导体-磁性绝缘体的三明治结构 [36,37]; Oreg 等 [11] 则指出, 在一维量子线系统中, 结合自旋-轨道耦合和外加磁场也可以实现马约拉纳准粒子; 2010 年, 方忠、戴希和张首晟等 [38] 提出磁性掺杂的拓扑绝缘体可以实现反常量子霍尔效应. 同年, 祁晓亮、Hughes 和张首晟 [39] 提出, 利用反常量子霍尔绝缘体 (即磁性拓扑绝缘体) 与超导体构成的异质结构, 可以实现手性马约拉纳费

米子, 张首晟课题组^[40,41]在后续研究中逐渐完善了观测方案的理论设计. 这些研究工作奠定了利用纳米线-超导和拓扑绝缘体-超导异质结构在实验上实现马约拉纳费米子的理论基础.

下面我们先介绍纳米线和超导体的近邻耦合模型(见图6), 并给出其低能理论, 进而证明低能理论预言了实际材料中存在马约拉纳费米子. 半导体纳米线近邻超导模型的有效哈密顿量为^[8]

$$H = \int dx \psi^\dagger(x) \left[-\frac{\hbar^2 \partial_x^2}{2m} - \mu - i\alpha \sigma_y \partial_x + h \sigma_z \right] \psi(x) + \Delta \psi_\uparrow^\dagger(x) \psi_\downarrow^\dagger(x) + \text{H.c.}$$

其中 $\psi(x) = [\psi_\uparrow(x), \psi_\downarrow(x)]^T$ 为电子在 x 位置的湮灭算符; \uparrow, \downarrow 表示电子自旋; m 为电子的有效质量; μ 为化学势; α 为自旋-轨道耦合强度; h 为不同自旋能级发生劈裂的塞曼能; Δ 为唯象引入的电子配对项. 通过傅里叶变换可以得到自由纳米线的能谱 $\varepsilon_{k,\pm} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \mu \pm \sqrt{\alpha^2 k^2 + h^2}$ 以及有效的 s 波配对和 p 波配对强度: $\Delta_s(k) = \Delta h / \sqrt{\alpha^2 k^2 + h^2}$ 和 $\Delta_p(k) = \Delta i \alpha k / \sqrt{\alpha^2 k^2 + h^2}$, 由此可看出哈密顿量描述了一个两带的 p 波超导模型, 其中两带间通过“自旋”相反的电子配对进行耦合. 当磁场足够大, 使得 $\Delta_s(k) / |E_+(k) - E_-(k)| \ll 1$, 其中 $E_\pm(k) = \sqrt{\varepsilon_{k,\pm}^2 + \Delta_p^2(k)}$ 为上下两能带的能量, 两带间的耦合近似可以忽略. 此时, 通过调节化学势使得电子仅占据下能带(下能带为一个等效的 p 波超导体), 从而在实际系统实现了等效的 Kitaev 模型.

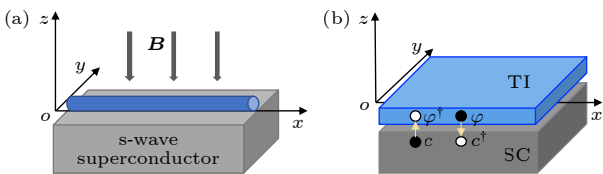


图6 (a) 纳米线-超导异质结构; (b) 拓扑绝缘体-超导异质结构
Fig. 6. (a) Nanowire-superconductor heterostructures; (b) the insulator-superconductor heterostructures.

将上述哈密顿量对角化, 可得 $H = \sum_\nu E_\nu \eta_\nu^\dagger \eta_\nu$, 其中准粒子激发的湮灭算符为 $\eta_\nu = \int dx u_\nu(x) \psi(x) + v_\nu(x) \psi^\dagger(x)$. 由于马约拉纳准粒子满足 $\eta_\nu^\dagger = \eta_\nu$, 则 $u_\nu(x) = v_\nu^*(x)$. 进一步通过本征方程也可证明, 只有零能模 ($E_\nu = 0$) 才是马约拉纳费米子^[24]. 通过求解零能本征态存在的条件, 可确定马约拉纳费米子存在的条件为

$$h > \sqrt{\Delta^2 + \mu^2}. \quad (4)$$

当纳米线中化学势和塞曼能在此参数范围内, 纳米线的一端会局域一个马约拉纳费米子. 同样计算拓扑不变量(见(3)式)可以验证, 系统处于拓扑超导相; 而当 $h < \sqrt{\Delta^2 + \mu^2}$ 时, 系统中不存在马约拉纳费米子, 系统处于非拓扑相. 局域在一端的马约拉纳零模会在零偏压处产生一个 $2e^2/h$ 的微分电导峰^[42,43], 并且在一定的化学势和磁场范围内(满足方程(4)), 产生高度为 $2e^2/h$ 的微分电导峰平台, 这是当前实验中观测马约拉纳零模的主要手段.

类似地, 拓扑绝缘体边缘态和超导近邻耦合(见图6)的有效哈密顿量为^[9,39]

$$H = \int \frac{d^2 k}{(2\pi)^2} \left\{ (m + m_1 k^2 - \mu) \varphi_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger \varphi_{\mathbf{k}\uparrow} - (m + m_1 k^2 + \mu) \varphi_{\mathbf{k}\downarrow}^\dagger \varphi_{\mathbf{k}\downarrow} + v(k_x + i k_y) \varphi_{\mathbf{k}\downarrow}^\dagger \varphi_{\mathbf{k}\uparrow} + \text{H.c.} + \Delta \varphi_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger \varphi_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger + \text{H.c.} \right\},$$

其中 m 为拓扑绝缘体表面能隙, μ 为化学势, Δ 为超导近邻效应诱导的能隙. 设边缘态局域在 y 方向, 在 y 方向进行傅里叶变换到实空间, 然后通过波戈留波夫(Bogoliubov)变换

$$\gamma_{k_x}^\dagger = \int dy \left[\varphi_{k_x}^\dagger(y) \cdot u_{k_x}(y) + \varphi_{-k_x}^\dagger(y) \cdot v_{k_x}(y) \right]$$

对角化 H , 得到系数 $u_{k_x}(y), v_{k_x}(y)$ 满足波戈留波夫-德热纳(Bogoliubov-de Gennes)方程:

$$\mathcal{H}(k_x, -i\partial_y) \begin{bmatrix} u_{k_x}(y) \\ v_{k_x}(y) \end{bmatrix} = E_{k_x} \begin{bmatrix} u_{k_x}(y) \\ v_{k_x}(y) \end{bmatrix}.$$

可以证明, 方程的解满足 $u_{k_x}(y) = v_{-k_x}^*(y)$, 于是 $\gamma_{k_x}^\dagger = \gamma_{-k_x}$, 从而有 $\gamma^\dagger(x) = \gamma(x)$. 求解波戈留波夫-德热纳方程可得

$$\mathcal{N} = \begin{cases} 0, & m > \sqrt{\Delta^2 + \mu^2}, \\ 1, & |m| < \sqrt{\Delta^2 + \mu^2}, \\ 2, & m < -\sqrt{\Delta^2 + \mu^2}, \end{cases}$$

其中 \mathcal{N} 为手性马约拉纳边界态的个数. 这与在周期边界下, 计算拓扑不变量(陈数)是一一对应的^[39].

4 实验的进展以及问题

基于上述理论预言, 近年来在纳米线超导异质结构和拓扑绝缘体超导异质结构中进行了大量的实验研究, 并获得了丰富的实验观测数据. 然而,

虽然取得了一些重要的实验结果,但部分关键实验数据仍然存在争议,至今尚无确凿证据证实马约拉纳费米子的存在.下文将详细介绍具体的实验进展以及相关的争议.

4.1 纳米线超导异质系统实验观测进展

2012年,荷兰代尔夫特理工大学的 Kouwenhoven 研究组^[15]在纳米线超导异质体系的隧穿实验中,首次观测到了零偏压电导峰,并将其作为马约拉纳零模存在的可能证据(称之为“signatures”).随后,类似的零偏压信号证据也在其他实验中被相继报道^[16,17].然而,这些被观测到的零偏压电导峰并不能充分证实马约拉纳零模的存在,这主要是因为:1)观测到的零偏压峰值只有 $\sim 0.05e^2/h$ 的高度,远小于理论预言的 $2e^2/h$;2)出现的零偏压信号并不一定是由马约拉纳零模产生的.例如,材料中的杂质效应^[44-46]、近藤效应^[47,48]以及安德列也夫束缚态^[49-51]等也可能产生类似的零偏压信号.

随着半导体超导异质系统材料合成技术的进步^[20,50,52],2018年,Kouwenhoven 团队^[19]在纳米线-超导体异质系统中报道了较为理想的量子化电导平台,其高度接近 $2e^2/h$.该平台在一定范围的外磁场和隧穿强度变化下表现出良好的稳定性(robustness),因此该文章声称发现了支持马约拉纳费米子存在的强有力证据.然而,随后 Frolov 和 Mourik 等对文章质疑,指出原始测量数据与论文中发表的数据存在严重不一致.作者随后重新分析了所有原始测量数据,发现有部分数据中微分电导的高度已经超过 $2e^2/h$,并且随着磁场和隧穿强度的变化未出现明显的 $2e^2/h$ 微分电导平台^[53],因此承认目前的数据不足以支持发现了马约拉纳费米子的结论,最终决定撤稿.然而,在随后的实验中,依然未能观察到马约拉纳费米子的信号,即高度为 $2e^2/h$ 的零偏压(量子化)平台^[54].随后,更多文章中的实验数据被发现存在问题,并且导致了该领域重要的实验文章相继被撤稿^[20],或者对已发表实验中的数据做了补充和更正^[21,55].Frolov^[22]指出,该领域的许多文章被撤稿主要是因为研究者对实验数据进行了选择性展示.本研究组则指出^[24,25],观测到的实验数据被解释为马约拉纳费米子信号是基于微扰近似的理论结果,而为了迎合近似理论刻意选择数据使得理论与实验“一致”是当前该领

域的主要问题.在总结撤稿事件时,Kouwenhoven^[23]也指出,过分依赖简化模型中的理论预测,并在实验验证过程中缺乏严谨的求证,是导致撤稿事件的重要因素之一.此外,Kouwenhoven^[23]还认为,此前在一维纳米线异质系统中观测到的所有信号都并非源于马约拉纳费米子,而是由其他因素导致的.

4.2 拓扑绝缘体超导异质系统实验观测进展

2017年,王康隆团队与多个研究组合作^[18],宣布在拓扑绝缘体-超导体异质结构中观测到手性马约拉纳费米子的证据.这一发现立即引发了广泛关注.然而,2020年,常翠祖团队^[56]发表论文指出,观测信号源于金属化造成的短路机制,而非手性马约拉纳费米子.王康隆团队^[57]曾在 arXiv 发布重复实验数据的回应,但未能令人信服.最终,2022年,《科学》杂志因实验数据处理违规撤回了该论文^[18].

2024年,王康隆团队^[58]发表新的研究论文称,常翠祖团队未观测到马约拉纳信号是因其系统界面耦合过强.他们通过加入中间层控制界面耦合,从而抑制金属化以突出马约拉纳特征电导峰.2025年3月,德国科隆大学 Uday 等^[59]公布独立实验结果,利用多端测量手段仍未重复王康隆团队的发现,认为信号是由平庸机制产生的.目前,由于缺少决定性的实验证据,关于该体系是否真的存在马约拉纳费米子的争议仍在继续.

4.3 超导异质系统实验观测的新征程

此次撤稿事件后,有研究人员认为,杂质或化学势不均匀等效应是当前实现马约拉纳费米子所面临的主要挑战^[23,60].而在生长较长的半导体超导异质系统过程中,由于存在大量不可控的杂质,这给研究带来了诸多挑战.因此,研究人员开始考虑一种更简化且易于调节的实验平台,即利用两个量子点与超导体的近邻耦合来构建所谓的“穷人马约拉纳”(poor man Majorana)系统.该系统被视为实现马约拉纳费米子的最小模型,其理论预言早已存在^[61].然而,在实际材料中实现“穷人马约拉纳”,需要精确调控两个量子点之间的安德列也夫透射和共振隧穿的强度.最近,随着实验技术的进步,两个量子点之间的安德列也夫透射和共振隧穿的强度已能够实现调节.基于此,通过局域和非局域微分电导的测量,实验中观察到了所谓的“穷人马

约拉纳”信号^[62,63]。随后,更多关于“穷人马约拉纳”的理论模型被提出,其中,低能有效理论证明了完全局域在量子点上的穷人马约拉纳并不存在^[64]。因此在实际异质系统中观测到的信号是否源于穷人马约拉纳仍然是一个需要研究的基础理论问题。此外,新型的半导体-超导实验平台也被提出,例如碲化铅-铅 (Pb-TePb) 异质体系。通过不断提升该类半导体-超导异质系统的材料品质,相关研究近期已报道了更加理想的诱导能隙和弹道输运特性,甚至成功观测到了零偏压电导峰平台的存在^[65-71]。近期,微软研究团队^[72,73]采用砷化铟晶圆与超导耦合的实验方案,通过发展用于测量异质系统基态宇称的技术,提出了一种与马约拉纳融合 (fusion of Majorana) 兼容的操作方案,并发布了全球首款由拓扑量子比特驱动的量子处理器——“Majorana 1”。尽管目前对于是否真正实现了马约拉纳费米子仍存在诸多争议^[74,75],但不可否认的是,这一测量技术的进步对未来马约拉纳费米子的观测与操控提供了有力推动。

4.4 实验观测和数据解释的理论基础以及存在的问题

目前,对马约拉纳费米子的实验观测及其数据解释主要依赖于低能有效理论和数值模拟^[76,77]。具体来说,预言马约拉纳费米子存在的理论是基于在纳米线或拓扑绝缘体中唯象地引入 s 波超导配对项 (详见第 3 节的讨论),得到描述异质结的有效哈密顿量。为了揭示这种由近邻效应诱导的电子配对项的微观机制, Sarma 等^[76,77]通过格林函数的低能展开,得出了描述异质系统的低能有效哈密顿量 (即低能理论)。然而,这种展开并没有将系统参数作为微扰项来处理,因此有效哈密顿量的适用条件仍不明确。为了澄清有效哈密顿量的适用条件,本研究组通过正则变换的方法,将耦合强度作为微扰,重新推导了异质系统的有效哈密顿量,不仅明确了其适用条件,还提供了更精细的拓扑相图 (见第 5 节)。

随着材料生长技术的不断进步^[78],半导体与超导体之间的近邻耦合已能实现强耦合。因此,在理论研究中,研究人员开始同等关注纳米线和超导体中的准粒子激发^[79],并开发了一系列数值方法,通过对整个异质系统进行数值对角化,以确定其能谱以及马约拉纳准粒子的拓扑特性^[26-28,79-82]。具体而

言,研究人员深入探讨了超导薄膜的尺寸效应^[26]、纳米线与超导间的强近邻耦合导致的纳米线金属化效应^[26-28],以及调控门电压在异质系统上的分布等对于观测马约拉纳准粒子的影响^[81-83]。然而,在同时考虑纳米线和超导体中的准粒子激发时,解析地确定马约拉纳费米子存在的条件依然具有挑战性。为此,本研究组提出了缀饰马约拉纳费米子的理论 (见第 6 节)。

5 超越低能有效理论解释问题的本质

考虑整个异质系统的哈密顿量为 $H = H_w + H_s + H_t$, 其中包括纳米线、s 波超导体及它们之间的近邻隧穿的哈密顿量。通过微扰方法,消除交换超导中准激发的虚过程,我们重新推导出文献^[10,11]给出的有效哈密顿量。然而,为了满足微扰条件,此哈密顿量仅在弱近邻隧穿和低磁场条件下适用。基于这一哈密顿量可以确定更精细的马约拉纳费米子存在的参数区域,即修正的拓扑相图 (见图 7(a))。通过微扰理论得到的修正拓扑相区域为封闭的三角区域下半部。对于 InSb-NbTiN 异质系统,拓扑相区域的磁场范围为 0.1—1.5 T; 而对于 InSb-Al 异质系统,磁场范围为 0.013—0.12 T。因此微扰理论的成立条件限制了只有在弱磁场 (浅绿色阴影区域以下) 和弱近邻隧穿下才存在马约拉纳零模; 而在实际观测马约拉纳零模的异质结构中 (如 InSb-Al 和 InAs-Al 异质结构), 近邻隧穿强度和磁场强度显著超出了唯象哈密顿量的适用范围。那些撤稿的文章忽略了部分真实数据以迎合近似理论,从而得到了“重要发现”。而这些被忽略的结果也可以通过较严格的输运理论定性地“模拟”出来 (见图 8)。

同样采用微扰的方法,可以得到拓扑绝缘体-超导异质结体系的有效哈密顿量^[25],并且基于此可以得到修正后的相图,见图 7(b)。微扰论成立的范围只是在表面能隙 m 小于超导能隙的范围,在实际的材料中,通常表面能隙 m 的取值为 10 meV 甚至更大的量级^[38],这远超过了超导能隙 (例如实验用的超导材料 Nb, 能隙为 $\Delta_s = 1.5$ meV), 因此这个问题是十分严峻,不容忽视,一旦超出这个范围,微扰论失效,无法得到有效的哈密顿量,从而无法给出马约拉纳费米子的理论描述,实验观测也就无从谈起。

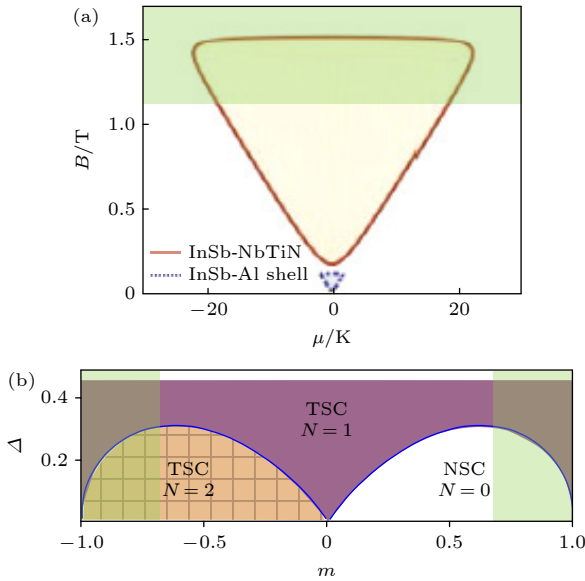


图 7 (a) 纳米线-超导异质系统在化学势-磁场空间的修正拓扑相图, 对于 InSb-NbTiN 异质系统, 马约拉纳费米子存在的磁场范围约为 0.1—1.0 T, 见黄色三角区域; 而对于 InSb-Al 异质系统, 磁场的范围约为 0.01—0.1 T, 见灰色三角区域; (b) 拓扑绝缘体-超导异质系统的修正相图, 横轴为拓扑绝缘体的表面能隙 m (可以通过扫描磁场调节), 纵轴为近邻诱导的能隙 Δ , 在不同的参数区域中, 手性马约拉纳边界态的个数分别 $\mathcal{N} = 0, 1, 2$, 这分别对应于超导态 (NSC) 和拓扑超导态 (TSC), 微扰理论适用的区域分为浅绿色阴影区域 (左图) 以下和两绿色阴影内的中间部分 (右图)

Fig. 7. (a) Refined topological phase diagram in the chemical potential-magnetic field space for the nanowire-superconductor heterostructure. For the InSb-NbTiN hybrid system, the range of magnetic fields where Majorana fermions exist is approximately 0.1–1.0 T, as indicated by the yellow triangular region. For the InSb-Al hybrid system, the range of magnetic fields is approximately 0.01–0.1 T, as shown in the gray triangular region. (b) The refined phase diagram of the topological insulator-superconductor heterostructure. The horizontal axis is the surface energy gap m of the topological insulator (which can be adjusted by scanning the magnetic field), and the vertical axis represents the induced gap Δ , in different parameter regions, the number of chiral Majorana boundary states is $\mathcal{N} = 0, 1, 2$, corresponding to the superconducting state (NSC) and the topological superconducting state (TSC), respectively. The valid region of perturbation theory are respectively below the light green shaded region (left) and middle part within the two green shaded regions (right).

以上的研究只说明以前实验“证实”理论的工作存在严重问题, 而并未给出正确的理论预言是什么, 即超出微扰论的参数区域是否存在马约拉纳费米子? 要彻底解决这个问题, 并给出强磁场和强近邻隧穿情况下实现马约拉纳零模的定量条件, 必须发展超越低能有效理论的非微扰方法。

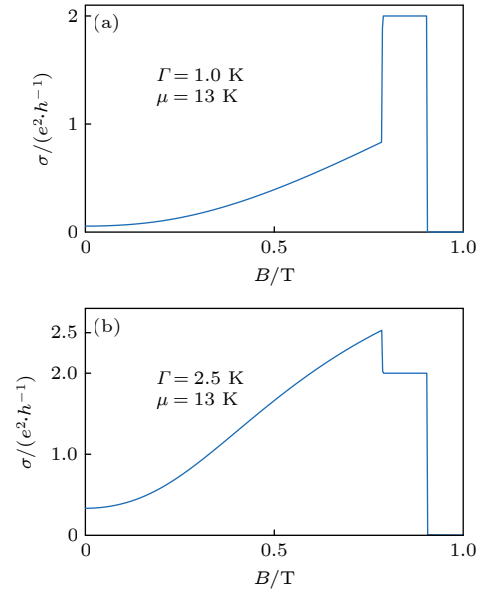


图 8 在特定参数下 (Γ 为与异质系统接触的电极产生的耗散, μ 为纳米线中化学势), 零偏压微分电导随磁场的变化, (a), (b) 中磁场强度 (0.75—0.92 T) 对于 InSb-Al 异质系统而言已经超过了低能理论的适用范围 (小于 0.12 T). 因此, 即使存在零偏压电导平台也不代表马约拉纳零模的信号. 此外, 超过 $2e^2/h$ 的零偏压数据也不应该忽略以符合近似理论

Fig. 8. Under specific parameters (Γ represents the dissipation caused by the electrodes in contact with the hybrid system, and μ is the chemical potential in the nanowire), the zero-bias peak in the differential conductance spectrum can exceed $2e^2/h$ as the magnetic field increases. For the InSb-Al heterostructure, the range of the magnetic field here (0.75–0.92 T) in (a), (b) has already exceeded the validity of the low-energy theory (i.e., less than 0.12 T). Therefore, even if the $2e^2/h$ zero-bias peak exist, it does not imply Majorana zero modes. And data of zero-bias peaks exceeding $2e^2/h$ should not be ignored to fit the approximate theory.

6 发现马约拉纳零模的“缀饰”理论探讨

当纳米线和超导的近邻隧穿强度较强时, 必须同时考虑纳米线中电子的运动和超导系统中的准粒子激发. 为此, 我们提出了一种整体理论方法来定义马约拉纳费米子^[29]. 该理论考虑了整个异质系统的准激发:

$$\eta = u_w d + v_w d^\dagger + u_s c + v_s c^\dagger, \quad (5)$$

其中, d, c 分别是纳米线和超导中电子的湮灭算符. 回归马约拉纳粒子原始的定义, 让粒子与其反粒子相同, 定义了“盛装 (缀饰) 马约拉纳费米子” (dressed Majorana fermion), 即准激发满足 $\eta = \eta^\dagger$.

由此直接确定了马约拉纳费米子存在的精确条件(拓扑相):

$$(h_w + Z_0 h_s)^2 > (\mu_w - Z_0 u_s)^2 + (Z_0 \Delta_s)^2. \quad (6)$$

这一拓扑相图(图9中紫色区域)不仅依赖于纳米线中的磁场(塞曼能 h_w)和化学势 μ_w ,同时也取决于超导体中的磁场(塞曼能 h_s)和化学势 μ_s .其中,参数 $Z_0 = T^2/(\mu_s^2 + \Delta_s^2 - h_s^2)$ 描述了近邻效应对纳米线的修正.这个方法平等地处理了纳米线中的电子和超导体中的准激发,因此得到的结果适用于任何近邻隧穿强度和磁场强度.当纳米线与超导体之间的近邻耦合较强时,超导中准粒子激发不能被忽略,进而产生超导缀饰的准粒子激发(见方程(5)).并且,超导缀饰效应对纳米线中化学势产生显著的移动(见方程(6)).因此,考虑超导缀饰效应后得到的拓扑相图偏离了低能理论预测的相图.而当近邻耦合和磁场较弱时(微扰条件成立),这个拓扑相图将回到低能理论所得到的相图(见图7(a)).

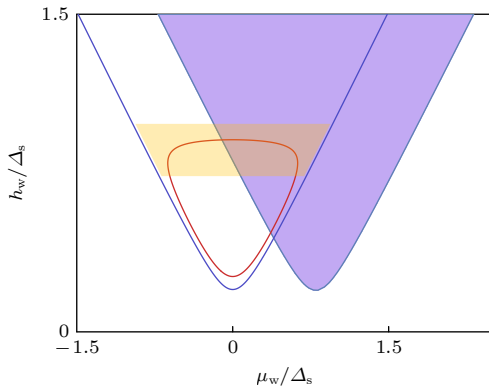


图9 在纳米线的化学势 μ_w 和磁场 h_w 参数空间中,更一般的拓扑相(浅紫色区域)的化学势偏离了低能理论所预测的相图(蓝色曲线内部)和微扰理论预测的相图(红色实线内的黄色阴影下区域).对于实际的 InSb-Al 和 InAs-Al 异质系统,纳米线中化学势的偏移达 1 eV 的量级

Fig. 9. In the parameter space of the nanowire's chemical potential μ_w and magnetic field h_w , the more general topological phase (light purple region) deviates from the phase diagrams predicted by the low-energy theory (inside the blue curve) and by perturbation theory (the region beneath the yellow shading enclosed by the red solid line). For InSb-Al and InAs-Al heterostructures, the deviation of the chemical potential in the nanowire is on the order of 1 eV.

利用这一普适的拓扑相图,本研究组对异质结系统(如 InSb-Al 和 InAs-Al)进行了深入分析.结果表明,由于超导化学势(~ 10 eV)与纳米线化学势(~ 0 eV)的不匹配,强近邻隧穿下的相图相比于于

低能相图有 ~ 1 eV量级的偏移(见图9中紫色区域相比于蓝色实线),因此要观测到马约拉纳零模,纳米线化学势的调节范围至少要达到 1 eV 的量级,而由于超导体临界磁场的限制,出现拓扑相的化学势窗口 ~ 1 meV(且外部磁场越小,化学势的窗口越窄).因此,纳米线化学势在 ~ 1 eV的改动下,观测马约拉纳零模要求的化学势窗口仅为 1 meV.这意味着,由超导缀饰效应引起的化学势移动($Z_0 \mu_s$)只要出现 0.1% 的波动,就会导致实验无法观测到 Majorana 费米子.这对实验观测精度和异质系统的稳定性提出了巨大的挑战.因此我们提出的整体马约拉纳理论为当前无法观测到马约拉纳零模信号提供了合理的解释,并为进一步的实验观测提出了要求.这项研究也为未来观测真正的马约拉纳费米子奠定了坚实的理论基础,并建议探索能够满足严格物理条件的新材料和各种异质系统.

此外,这种定义“缀饰”马约拉纳费米子的理论方法具有广泛的适用性.其不仅可以应用于当前研究的纳米线-超导异质系统,也可推广至拓扑绝缘体-超导异质系统以及双量子点-超导异质系统.具体地,研究强耦合条件下拓扑绝缘体-超导异质系统中是否存在手性马约拉纳费米子,这不仅可以填补该系统在强耦合与强表面能隙条件下手性马约拉纳费米子的理论空白,还能够进一步明确当前实验中测得的信号是源于系统的金属化,还是源于手性马约拉纳费米子的存在.针对当前研究的双量子点-超导异质系统中的穷人马约拉纳问题,该方法能够确定穷人马约拉纳费米子存在的精确条件,以及实际的参数范围.

下面我们介绍应用“缀饰”理论^[29]的方法确定双量子点-超导的异质系统(见图10)中穷人马约拉纳费米子存在的条件.具体而言,同时考虑超导和量子点的准激发来定义整体穷人马约拉纳(dressed poor man's Majorana),从而得到精确的穷人马约拉纳费米子存在条件^[84].该条件不仅包含量子点的参数,还包含了超导的参数(见图11).

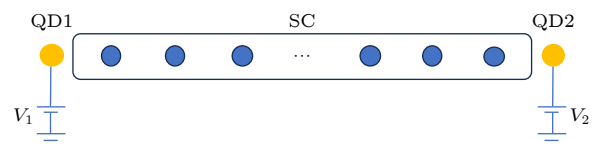


图10 量子点-超导异质结示意图

Fig. 10. Schematic of a two quantum dots-superconductor hybrid system.

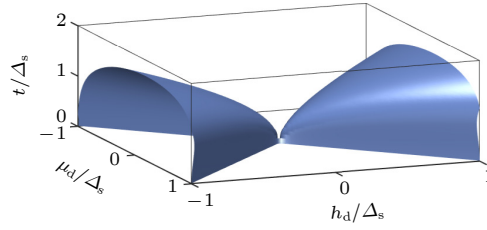


图 11 穷人马约拉纳存在条件所确定的参数曲面, 其中 μ_d 和 h_d 分别代表量子点的化学势和塞曼能, t 是量子点与超导之间的隧穿强度

Fig. 11. When the system parameters lie on the surface, the dressed Poor Man's Majorana emerges. μ_d and h_d denote the chemical potential and Zeeman energy of the quantum dot, respectively, t is the tunneling strength between the quantum dot and the superconductor.

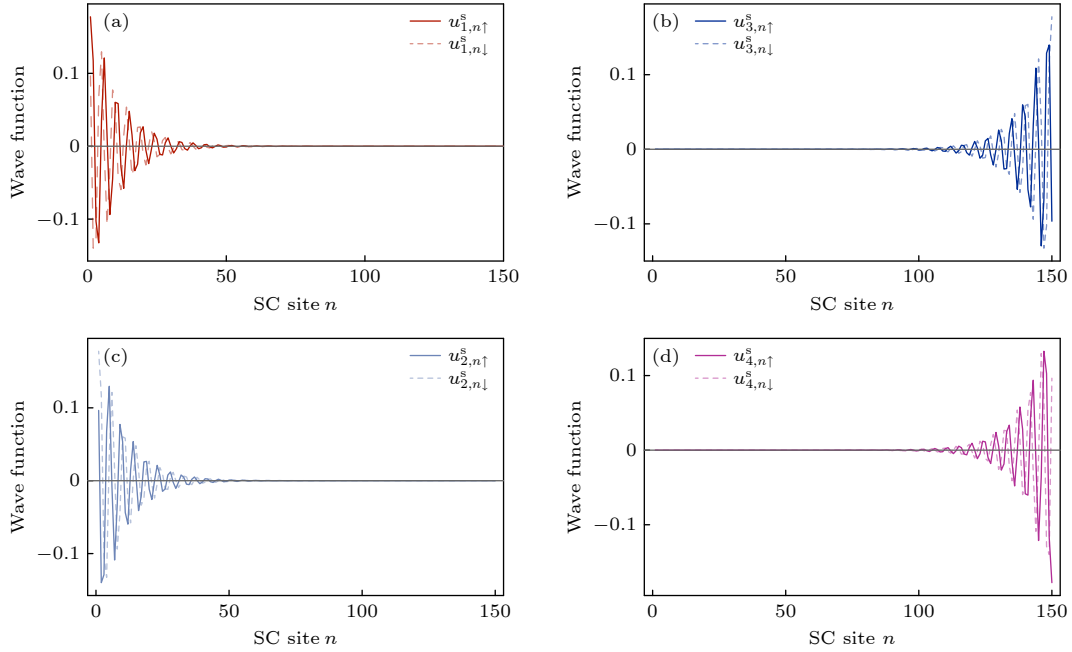


图 12 整体穷人马约拉纳费米子的波函数在超导中的分布 (a), (b) 第 1, 2 个穷人马约拉纳的波函数在超导中的分布; (c), (d) 第 3, 4 个穷人马约拉纳的波函数在超导中的分布

Fig. 12. The distribution of the wave function of the dressed poor man's Majorana fermion in a superconductor: (a), (b) The distributions of the first and second poor man's Majorana wave functions in the superconductor; (c), (d) the distributions of the third and fourth poor man's Majorana wave functions in the superconductor.

此外, 穷人马约拉纳费米子的波函数 ($u_{i,n\sigma}^s$, $i = 1, 2, 3, 4$, $\sigma = \uparrow, \downarrow$) 形象地展示了什么是完全极化 (如图 12 所示), 即其波函数分别局域在超导的两端, 同时也分别局域在两个量子点上. 这说明在考虑量子点-超导异质系统是否存在穷人马约拉纳费米子时, 超导是一个不可忽略的因素 (即应用“缀饰”理论的必要性).

7 总结

马约拉纳费米子 (又称“天使粒子”) 因兼具“反粒子即自身”的独特属性与拓扑保护的量子计算应用潜力, 是近二十年来凝聚态物理领域的研究

焦点, 而超导异质系统 (如半导体纳米线-超导体、拓扑绝缘体-超导体) 则是实现其观测的重要平台. 当前实验中始终未能确凿捕捉到马约拉纳零模的信号, 这一困境背后既存在实验数据解读的争议, 也暴露了传统理论的局限性. 本文系统分析争议根源和如何突破问题瓶颈, 不仅阐明了“为何当前观测不到”, 更从理论层面回答了“马约拉纳零模何以存在”的关键问题, 并明确了未来实现其观测的精确条件.

从实验现状来看, 领域内曾出现过多次“突破性”成果, 却最终因争议导致关键论文撤稿. 这些事件的核心原因, 正如 Frolov 与 Kouwenhoven 所

反思:一方面是实验数据的选择性呈现,另一方面是过度依赖简化模型(如低能有效理论),忽视了实际系统中强耦合、高磁场等超出理论适用范围的复杂因素,导致对“平凡信号”的误读。

传统唯象理论的局限性,是阻碍马约拉纳零模观测的主要理论瓶颈.它通过唯象引入 s 波超导配对项构建,却忽略了超导体中的准粒子激发,其适用条件被严格限定为“弱近邻隧穿”与“弱磁场(或弱表面能隙)”.但当前主流的实验系统(如 InAs-Al, InSb-Al 纳米线-超导体, Bi_2Se_3 -Nb 拓扑绝缘体-超导体)均突破了这一限制:在纳米线系统中,强近邻隧穿虽能促进电子配对以打开能隙,却会引发纳米线金属化,直接阻碍马约拉纳零模形成;在拓扑绝缘体系统中,表面能隙(通常达 10 meV)远大于超导能隙(如 Nb 的超导能隙仅 1.5 meV),导致微扰理论失效,无法准确描述系统激发态.这意味着,基于低能理论的“信号预言”与实际实验环境存在本质脱节,自然难以观测到真实的马约拉纳零模。

为突破这一困境,我们提出“缀饰”马约拉纳费米子理论,构建了覆盖“任意隧穿强度与磁场强度”的普适理论框架.该理论不再忽略超导体准粒子激发,而是将纳米线(或拓扑绝缘体)与超导体的准激发统一纳入模型,通过定义满足“粒子=反粒子”的准激发算符,推导出马约拉纳零模存在的精确解析条件与普适拓扑相图.对 InAs-Al, InSb-Al 等实际系统的分析表明:超导化学势(约 10 eV)与纳米线化学势(约 0 eV)的巨大不匹配,导致拓扑相图的化学势发生约 1 eV 的偏移,而马约拉纳零模存在的“化学势窗口”仅约 1 meV——即实验需在 1 eV 的化学势调节范围内,精准控制到 1 meV 的精度.这意味着由超导缀饰效应引起的化学势移动($Z_0\mu_s$)只要出现 0.1% 的波动,就会导致实验无法观测到 Majorana 费米子,这对系统稳定性与测量精度提出了极高要求.这一发现不仅合理解释了当前实验“无信号”的现状,更首次从理论上量化了马约拉纳零模存在的参数边界。

值得注意的是,领域内也在探索替代方案,如“穷人马约拉纳”系统(双量子点-超导体),虽缺乏拓扑保护,却因结构简化、参数易调控成为研究非阿贝尔统计的备选平台;微软团队基于砷化铟晶圆开发的“Majorana 1”拓扑量子处理器,虽仍存争议,但其基态宇称测量技术为后续研究提供

了新工具.不过,这些进展仍需以“缀饰”理论为指导,明确“平凡信号”与“马约拉纳信号”的本质差异。

综上,未来实现马约拉纳零模观测的努力方向已清晰:其一,需开发满足“弱金属化”“化学势匹配”的新材料系统,平衡电子配对与金属化的竞争关系;其二,需突破实验精度瓶颈,实现 1 eV 调节范围内 1 meV 精度的化学势窗口,同时精准调控磁场与隧穿强度;其三,需将“缀饰”理论推广至拓扑绝缘体-超导体、双量子点-超导体等更多异质系统,明确手性马约拉纳费米子、“穷人马约拉纳”的存在边界.总之,我们努力从理论上解答了“马约拉纳零模何以存在”,更为准确定位实验方向、希望能为拓扑量子计算基础研究提供原则性指导。

感谢香港科技大学物理系戴希教授的讨论。

附录A 马约拉纳零模

狄拉克方程的协变形式为(取 $c = \hbar = 1$):

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(t) = 0, \quad (\text{A1})$$

其中, γ^μ 为狄拉克表象下 4×4 的 γ 矩阵, ∂_μ 为协变导数.考虑方程正频解和负频解分别为

$$\psi_+(E, \mathbf{p}) = u(E, \mathbf{p}) e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r} - iEt}, \quad \psi_-(E, \mathbf{p}) = v(E, \mathbf{p}) e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r} + iEt}.$$

把上述解代入方程 (A1) 可得到系统的能谱:

$$E_\pm(p) = \pm E_p \equiv \pm \sqrt{m^2 + p^2} \quad (\text{A2})$$

和其相应的正频解和负频解:

$$u(E_p, \mathbf{p}, \zeta_\pm) = N \begin{bmatrix} \zeta_\pm \\ \pm \zeta_\pm \\ E_p + m \end{bmatrix}, \quad v(E_p, \mathbf{p}, \zeta) = N \begin{bmatrix} \pm \zeta_\pm \\ E_p + m \\ \zeta_\pm \end{bmatrix},$$

其中 ζ_\pm 表示粒子的螺旋度.由单粒子本征态,二次量子化后的哈密顿量可对角化为

$$H = \sum_{\mathbf{p}} \int_{\zeta} d^3p E_p c_{\mathbf{p}\zeta}^\dagger c_{\mathbf{p}\zeta} - E_p h_{\mathbf{p}\zeta} h_{\mathbf{p}\zeta}^\dagger,$$

其中, $c_{\mathbf{p}\zeta}$ 表示动量为 \mathbf{p} 、能量为 E_p 的电子湮灭算符, $h_{\mathbf{p}\zeta}$ 表示动量为 \mathbf{p} 、能量为 $-E_p$ 的空穴产生算符.它们的具体表达式为

$$c_{\mathbf{p}\zeta} = \int \frac{d^3x}{\sqrt{(2\pi)^3 2E_p}} u^\dagger(E_p, \mathbf{p}, \zeta) \hat{\psi}(\mathbf{x}, t) e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r} + iE_p t},$$

$$h_{\mathbf{p}\zeta}^\dagger = \int \frac{d^3x}{\sqrt{(2\pi)^3 2E_p}} v^\dagger(E_p, \mathbf{p}, \zeta) \hat{\psi}(\mathbf{x}, t) e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r} - iE_p t}.$$

当 $m = 0$, 对于零能激发,即 $E_p = 0$, 动量 \mathbf{p} 也必须为零.此

时, 正频解和负频解相等, 即 $u(0, \mathbf{0}, \zeta) = v(0, \mathbf{0}, \zeta)$. 相应地可以得出零模正粒子的湮灭算符等于反粒子的产生算符, 即 $c_{p\zeta} = h_{-p\zeta}^\dagger$.

孙昌璞, 理论物理学家, 中国科学院院士, 发展中国家科学院院士, 中国工程物理研究院研究生院创院院长. 曾任东北师范大学教授, 中国科学院理论物理研究所研究员和北京大学客座讲席教授. 获得过国家自然科学基金二等奖和美国 ISI“经典引文奖”等奖励以及全国先进工作者等荣誉称号. 长期组织参与我国物理学科战略规划工作, 目前是中国物理学会副理事长, 国家自然科学基金委员会监督委员会副主任, 并担任中国科学院哲学研究所学术委员会主任和北京大学物理学科卓越人才培养指导委员会主任. 著有《量子力学现代教程》和《经典杨-Mills 场理论》等.

参考文献

- [1] Majorana E 1937 *Nuovo Cimento* **14** 171
- [2] Kitaev A Y 2001 *Phys. Uspekhi* **44** 131
- [3] Kitaev A Y 2003 *Ann. Phys.* **303** 2
- [4] Nayak C, Simon S H, Stern A, Freedman M, Das Sarma S 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1083
- [5] Yu C L, Zhang H 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 077303 (in Chinese) [于春霖, 张浩 2020 物理学报 **69** 077303]
- [6] He Y P, Hong J S, Liu X J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 110302 (in Chinese) [何映萍, 洪健松, 刘雄军 2020 物理学报 **69** 110302]
- [7] Read N, Green D 2000 *Phys. Rev. B* **61** 10267
- [8] Alicea J 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 076501
- [9] Fu L, Kane C L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 096407
- [10] Lutchyn R M, Sau J D, Das Sarma S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 077001
- [11] Oreg Y, Refael G, Von Oppen F 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 177002
- [12] Choy T P, Edge J M, Akhmerov A R, Beenakker C W J 2011 *Phys. Rev. B* **84** 195442
- [13] Nadj-Perge S, Drozdov I K, Bernevig B A, Yazdani A 2013 *Phys. Rev. B* **88** 020407
- [14] Sau J D, Sarma S D 2012 *Nat. Commun.* **3** 964
- [15] Mourik V, Zuo K, Frolov S M, Plissard S R, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P 2012 *Science* **336** 1003
- [16] Deng M T, Yu C L, Huang G Y, Larsson M, Caroff P, Xu H Q 2012 *Nano Lett.* **12** 6414
- [17] Das A, Ronen Y, Most Y, Oreg Y, Heiblum M, Shtrikman H 2012 *Nat. Phys.* **8** 887
- [18] 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
- [19] Zhang H, Liu C X, Gazibegovic S, et al. 2018 *Nature* **556** 74
- [20] Gazibegovic S, Car D, Zhang H, Balk S C, Logan J A, De Moor M W A, Cassidy M C, Schmits R, Xu D, Wang G, Krogstrup P, Op het Veld R L M, Zuo K, Vos Y, Shen J, Bouman D, Shojaei B, Pennachio D, Lee J S, van Veldhoven P J, Koelling S, Verheijen M A, Kouwenhoven L P, Palmstrøm C J, Bakkers E P A M 2017 *Nature* **548** 434
- [21] Vaitiekėnas S, Winkler G W, van Heck B, Karzig T, Deng M T, Flensberg K, Glazman L I, Nayak C, Krogstrup P, Lutchyn R M, Marcus C M 2020 *Science* **367** eaav3392
- [22] Frolov S 2021 *Nature* **592** 350
- [23] Kouwenhoven L 2025 *Mod. Phys. Lett. B* **39** 2540002
- [24] Qiao G J, Li S W, Sun C P 2022 *Phys. Rev. B* **106** 104517
- [25] Yue X, Qiao G J, Sun C P 2023 *Phys. Rev. B* **108** 195405
- [26] Reeg C, Loss D, Klinovaja J 2017 *Phys. Rev. B* **96** 125426
- [27] Reeg C, Loss D, Klinovaja J 2018 *Phys. Rev. B* **97** 165425
- [28] Legg H F, Loss D, Klinovaja J 2022 *Phys. Rev. B* **105** 155413
- [29] Qiao G J, Yue X, Sun C P 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 266605
- [30] Dirac P A M 1928 *Proc. R. Soc. Lond. A* **117** 610
- [31] Dirac P A M 1931 *Proc. R. Soc. Lond. A* **133** 60
- [32] Jordan P, Wigner E 1928 *Z. Phys.* **47** 631
- [33] Li S W, Li Z Z, Cai C Y, Sun C P 2014 *Phys. Rev. B* **89** 134505
- [34] Qiao G J 2028 *Ph. D Thesis* (Beijing: Institute of Engineering Physics, China) (in Chinese) [乔国健 2025 博士学位论文 (北京: 中国工程物理研究院)]
- [35] Chiu C K, Teo J C Y, Schnyder A P, Ryu S 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 035005
- [36] Sau J D, Lutchyn R M, Tewari S, Das Sarma S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 040502
- [37] Sau J D, Tewari S, Lutchyn R M, Stanescu T D, Das Sarma S 2010 *Phys. Rev. B* **82** 214509
- [38] Yu R, Zhang W, Zhang H J, Zhang S C, Dai X, Fang Z 2010 *Science* **329** 61
- [39] Qi X L, Hughes T L, Zhang S C 2010 *Phys. Rev. B* **82** 184516
- [40] Chung S B, Qi X L, Maciejko J, Zhang S C 2011 *Phys. Rev. B* **83** 100512
- [41] Wang J, Zhou Q, Lian B, Zhang S C 2015 *Phys. Rev. B* **92** 064520
- [42] Law K T, Lee P A, Ng T K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 237001
- [43] Flensberg K 2010 *Phys. Rev. B* **82** 180516
- [44] Liu J, Potter A C, Law K T, Lee P A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 267002
- [45] Bagrets D, Altland A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 227005
- [46] Lee E J H, Jiang X, Houzet M, Aguado R, Lieber C M, De Franceschi S 2014 *Nat. Nanotechnol.* **9** 79
- [47] Sasaki S, De Franceschi S, Elzerman J M, van Der Wiel W G, Eto M, Tarucha S, Kouwenhoven L P 2000 *Nature* **405** 764
- [48] Lee E J H, Jiang X, Aguado R, Katsaros G, Lieber C M, De Franceschi S 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 186802
- [49] Lutchyn R M, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P, Krogstrup P, Marcus C M, Oreg Y 2018 *Nat. Rev. Mater.* **3** 52
- [50] Deng M T, Vaitiekėnas S, Hansen E B, Danon J, Leijnse M, Flensberg K, Nygård J, Krogstrup P, Marcus C M 2016 *Science* **354** 1557
- [51] Pan H, Sau J D, Das Sarma S 2021 *Phys. Rev. B* **103** 014513
- [52] Chang W, Albrecht S M, Jespersen T S, Kuemmeth F, Krogstrup P, Nygård J, Marcus C M 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 232
- [53] Zhang H, De Moor M W A, Bommer J D S, Xu D, Wang G, van Loo N, Liu C X, Gazibegovic S, Logan J A, Car D, Op het Veld R L M, van Veldhoven P J, Koelling S, Verheijen M A, Pendharkar M, Pennachio D J, Shojaei B, Lee J S, Palmstrøm C J, Bakkers E P A M, Sarma S D, Kouwenhoven L P 2021 *arXiv: 2101.11456 [cond-mat.mes-hall]*
- [54] Wang Z, Song H, Pan D, Zhang Z, Miao W, Li R, Cao Z, Zhang G, Liu L, Wen L, Zhuo R, Liu D E, He K, Shang R, Zhao J, Zhang H 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 167702
- [55] Zhang H, Gül Ö, Conesa-Boj S, Nowak M P, Wimmer M, De Vries F K, van Veen J, De Moor M W A, Bommer J D S, van Woerkom D J, Car D, Plissard S R, Bakkers E P A M, Quintero-Pérez M, Cassidy M C, Koelling S, Goswami S, Watanabe K, Taniguchi T, Kouwenhoven L P 2017 *Nat.*

- Commun.* **8** 16025
- [56] Kayyalha M, Xiao D, Zhang R, Shin J, Jiang J, Wang F, Zhao Y F, Xiao R, Zhang L, Fijalkowski K M, Mandal P, Winnerlein M, Gould C, Li Q, Molenkamp L W, Chan M H W, Samartha N, Chang C Z 2020 *Science* **367** 64
- [57] Zhang P, Pan L, Yin G, He Q L, Wang K L 2019 arXiv: 1904.12396 [cond-mat.supr-con]
- [58] Huang Y, Fu Y, Zhang P, Wang K L, He Q L 2024 *J. Phys. Condens. Matter* **36** 37LT01
- [59] Uday A, Lippertz G, Bhujel B, Taskin A A, Ando Y 2025 arXiv: 2411.14903 [cond-mat.mes-hall]
- [60] Das Sarma S 2023 *Nat. Phys.* **19** 165
- [61] Leijnse M, Flensberg K 2012 *Phys. Rev. B* **86** 134528
- [62] Dvir T, Wang G, van Loo N, Liu C X, Mazur G P, Bordin A, Ten Haaf S L D, Wang J Y, van Driel D, Zatelli F, Li X, Malinowski F K, Gazibegovic S, Badawy G, Bakkers E P A M, Wimmer M, Kouwenhoven L P 2023 *Nature* **614** 445
- [63] Ten Haaf S L D, Wang Q, Bozkurt A M, Liu C X, Kulesh I, Kim P, Xiao D, Thomas C, Manfra M J, Dvir T, Wimmer M, Goswami S 2024 *Nature* **630** 329
- [64] Luethi M, Legg H F, Loss D, Klinovaja J 2024 *Phys. Rev. B* **110** 245412
- [65] Cao Z, Liu D E, He W X, Liu X, He K, Zhang H 2022 *Phys. Rev. B* **105** 085424
- [66] Jiang Y, Yang S, Li L, Song W, Miao W, Tong B, Geng Z, Gao Y, Li R, Chen F, Zhang Q, Meng F, Gu L, Zhu K, Zang Y, Shang R, Cao Z, Feng X, Xue Q K, Liu D E, Zhang H, He K 2022 *Phys. Rev. Mater.* **6** 034205
- [67] Wang Y, Chen F, Song W, Geng Z, Yu Z, Yang L, Gao Y, Li R, Yang S, Miao W, Xu W, Wang Z, Xia Z, Song H D, Feng X, Wang T, Zang Y, Li L, Shang R, Xue Q, He K, Zhang H 2023 *Nano Lett.* **23** 11137
- [68] Wang Y, Song W, Cao Z, Yu Z, Yang S, Li Z, Gao Y, Li R, Chen F, Geng Z, Yang L, Xu J, Wang Z, Zhang S, Feng X, Wang T, Zang Y, Li L, Shang R, Xue Q K, Liu D E, He K, Zhang H 2024 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **121** e2406884121
- [69] Gao Y, Song W, Yang S, Yu Z, Li R, Miao W, Wang Y, Chen F, Geng Z, Yang L, Xia Z, Feng X, Zang Y, Li L, Shang R, Xue Q K, He K, Zhang H 2024 *Chin. Phys. Lett.* **41** 038502
- [70] Li Z, Song W, Zhang S, Wang Y, Wang Z, Yu Z, Li R, Yan Z, Xu J, Gao Y, Yang S, Yang L, Feng X, Wang T, Zang Y, Li L, Shang R, Xue Q K, He K, Zhang H 2025 *Phys. Rev. B* **111** 195416
- [71] Zhang S, Song W, Li Z, Yu Z, Li R, Wang Y, Yan Z, Xu J, Wang Z, Gao Y, Yang S, Yang L, Feng X, Wang T, Zang Y, Li L, Shang R, Xue Q K, He K, Zhang H 2025 arXiv: 2502.07477 [cond-mat.mes-hall]
- [72] Aghaee M, Akkala A, Alam Z, Ali R, Alcaraz Ramirez A, Andrzejczuk M, Antipov A E, Aseev P, Astafev M, Bauer B, Becker J, Boddapati S, Boekhout F, Bommer J, Bosma T, Bourdet L, Boutin S, Caroff P, Casparis L, Cassidy M, Chatoor S, Christensen A W, Clay N, Cole W S, Corsetti F, Cui A, Dalampiras P, Dokania A, De Lange G, De Moor M, Estrada Saldaña J C, Fallahi S, Fathabad Z H, Gamble J, Gardner G, Govender D, Griggio F, Grigoryan R, Gronin S, Gukelberger J, Hansen E B, Heedt S, Herranz Zamorano J, Ho S, Holgaard U L, Ingerslev H, Johansson L, Jones J, Kallaher R, Karimi F, Karzig T, King E, Kloster M E, Knapp C, Koccon D, Koski J, Kostamo P, Krogstrup P, Kumar M, Laeven T, Larsen T, Li K, Lindemann T, Love J, Lutchyn R, Madsen M H, Manfra M, Markussen S, Martinez E, McNeil R, Memisevic E, Morgan T, Mullally A, Nayak C, Nielsen J, Nielsen W H P, Nijholt B, Nurmohamed A, O'Farrell E, Otani K, Pauka S, Petersson K, Petit L, Pikulin D I, Preiss F, Quintero-Perez M, Rajpalke M, Rasmussen K, Razmadze D, Reentila O, Reilly D, Rouse R, Sadovskyy I, Sainiemi L, Schreppler S, Sidorkin V, Singh A, Singh S, Sinha S, Sohr P, Stankevič T, Stek L, Suominen H, Suter J, Svidenko V, Teicher S, Temuerhan M, Thiyagarajah N, Tholapi R, Thomas M, Toomey E, Upadhyay S, Urban I, Vaitiekėnas S, van Hoogdalem K, van Woerkom D, Viazmitinov D V, Vogel D, Waddy S, Watson J, Weston J, Winkler G W, Yang C K, Yau S, Yi D, Yucelen E, Webster A, Zeisel R, Zhao R, Microsoft Quantum 2023 *Phys. Rev. B* **107** 245423
- [73] Microsoft Azure Quantum, Aghaee M, Alcaraz Ramirez A, Alam Z, Ali R, Andrzejczuk M, Antipov A, Astafev M, Barzegar A, Bauer B, Becker J, Bhaskar U K, Bocharov A, Boddapati S, Bohn D, Bommer J, Bourdet L, Bousquet A, Boutin S, Casparis L, Chapman B J, Chatoor S, Christensen A W, Chua C, Codd P, Cole W, Cooper P, Corsetti F, Cui A, Dalpasso P, Dehollain J P, De Lange G, De Moor M, Ekefjård A, El Dandachi T, Estrada Saldaña J C, Fallahi S, Galletti L, Gardner G, Govender D, Griggio F, Grigoryan R, Grijalva S, Gronin S, Gukelberger J, Hamdast M, Hamze F, Hansen E B, Heedt S, Heidarnia Z, Herranz Zamorano J, Ho S, Holgaard L, Hornibrook J, Indrapriomkul J, Ingerslev H, Ivancevic L, Jensen T, Jhoja J, Jones J, Kalashnikov K V, Kallaher R, Kalra R, Karimi F, Karzig T, King E, Kloster M E, Knapp C, Koccon D, Koski J V, Kostamo P, Kumar M, Laeven T, Larsen T, Lee J, Lee K, Leum G, Li K, Lindemann T, Looij M, Love J, Lucas M, Lutchyn R, Madsen M H, Madulid N, Mahmros A, Manfra M, Mantri D, Markussen S B, Martinez E, Mattila M, McNeil R, Mei A B, Mishmash R V, Mohandas G, Mollgaard C, Morgan T, Moussa G, Nayak C, Nielsen J H, Nielsen J M, Nielsen W H P, Nijholt B, Nystrom M, O'Farrell E, Ohki T, Otani K, Paquelet Witz B, Pauka S, Petersson K, Petit L, Pikulin D, Prawiroatmodjo G, Preiss F, Puchol Morejon E, Rajpalke M, Ranta C, Rasmussen K, Razmadze D, Reentila O, Reilly D J, Ren Y, Reneris K, Rouse R, Sadovskyy I, Sainiemi L, Sanlorenzo I, Schmidgall E, Sfiligoj C, Shah M B, Simoes K, Singh S, Sinha S, Soerensen T, Sohr P, Stankevic T, Stek L, Stuppard E, Suominen H, Suter J, Teicher S, Thiyagarajah N, Tholapi R, Thomas M, Toomey E, Tracy J, Turley M, Upadhyay S, Urban I, van Hoogdalem K, van Woerkom D J, Viazmitinov D V, Vogel D, Watson J, Webster A, Weston J, Winkler G W, Xu D, Yang C K, Yucelen E, Zeisel R, Zheng G, Zilke J 2025 *Nature* **638** 651
- [74] Legg H F 2025 arXiv: 2502.19560 [cond-mat.mes-hall]
- [75] Legg H F 2025 arXiv: 2503.08944 [cond-mat.mes-hall]
- [76] Stanescu T D, Lutchyn R M, Das Sarma S 2011 *Phys. Rev. B* **84** 144522
- [77] Stanescu T D, Das Sarma S 2017 *Phys. Rev. B* **96** 014510
- [78] Wen L J, Pan D, Zhao J H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 058101 (in Chinese) [文炼均, 潘东, 赵建华 2021 物理学报 **70** 058101]
- [79] Cole W S, Sau J D, Das Sarma S 2016 *Phys. Rev. B* **94** 140505
- [80] Woods B D, Stanescu T D, Das Sarma S 2018 *Phys. Rev. B* **98** 035428
- [81] Mikkelsen A E G, Kotetes P, Krogstrup P, Flensberg K 2018 *Phys. Rev. X* **8** 031040
- [82] Antipov A E, Bargerbos A, Winkler G W, Bauer B, Rossi E, Lutchyn R M 2018 *Phys. Rev. X* **8** 031041
- [83] Winkler G W, Antipov A E, van Heck B, Soluyanov A A, Glazman L I, Wimmer M, Lutchyn R M 2019 *Phys. Rev. B* **99** 245408
- [84] Zhang Z L, Qiao G J, Sun C P 2025 arXiv: 2506.10367 [cond-mat.mes-hall]

INVITED REVIEW

Theoretical study of Majorana fermions in hybrid systems and experimental observation challenges^{*}

QIAO Guojian¹⁾ YUE Xin²⁾ ZHANG Zhilei¹⁾ SUN Changpu^{1)†}1) (*Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100193, China*)2) (*Beijing Computational Science Research Center, Beijing 100193, China*)

(Received 6 November 2025; revised manuscript received 29 December 2025)

Abstract

Majorana fermions, particles that are their own antiparticles, have attracted significant attention in condensed matter physics due to their exotic properties and potential applications in fault-tolerant topological quantum computing. Although nanowire-superconductor hybrid systems and topological insulator-superconductor heterostructures, are considered the most promising platforms for realizing Majorana fermions, recent experimental progress has been overshadowed by controversies, including the retraction of several high-profile papers claiming their observation. These controversies fundamentally originate from experimental data being selectively presented to conform to oversimplified theoretical models. Traditional phenomenological approaches, which model Majorana fermions through simplified effective Hamiltonians, neglect crucial experimental complexities such as quasiparticle excitations in superconductors and the effects of strong proximity tunneling and high magnetic fields. Consequently, they fail to predict the correct parameter regimes for Majorana Fermion emergence in realistic devices, leading to false-positive signals in experiments. To overcome these challenges, we formulate a unified “dressed Majorana” theory that treats both the electrons in a nanowire and the superconducting quasiparticle excitations on an equal footing. Our results reveal the stringent conditions necessary for the realization of Majorana fermions: the precise alignment of chemical potentials (within ~ 1 meV in a 1 eV tuning range), and the careful control of tunneling strength and magnetic field strengths. These findings explain the persistent absence of definitive signatures in experiments and provide quantitative guidelines for future studies. Notably, for alternative platforms like quantum dot-based “poor man’s Majorana” systems, our analysis shows that the obtained Majorana wavefunctions are localized at both ends of the superconductor, demonstrating the essential role of the superconducting component in these configurations. In summary, our study not only clarifies the current controversies surrounding the detection of Majorana fermions but also establishes a robust theoretical foundation guiding future experimental efforts toward unambiguous observation of Majorana Fermions.

Keywords: Majorana fermions (zero modes), hybrid superconducting system, topological superconducting phase

DOI: [10.7498/aps.75.20251512](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251512)CSTR: [32037.14.aps.75.20251512](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251512)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12088101, 12547124), the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. U2330401), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2025M784438).

[†] Corresponding author. E-mail: suncp@gscaep.ac.cn

异质系统马约拉纳费米子的理论研究及其实验观测问题

乔国健 岳鑫 张智磊 孙昌璞

Theoretical study of Majorana fermions in hybrid systems and experimental observation challenges

QIAO Guojian YUE Xin ZHANG Zhilei SUN Changpu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 060701 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251512

CSTR: 32037.14.aps.75.20251512

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251512>

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

马约拉纳零能模的输运探测

Detecting Majorana zero modes with transport measurements

物理学报. 2023, 72(17): 177401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230951>

铁基超导体中的马约拉纳零能模及其阵列构筑

Majorana zero mode and its lattice construction in iron-based superconductors

物理学报. 2024, 73(3): 030302 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20232022>

量子点耦合强度对手性Majorana费米子共振交换的调制

Chiral Majorana fermions resonance exchange modulated by quantum dot coupling strength

物理学报. 2024, 73(13): 130502 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240739>

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

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

物理学报. 2023, 72(23): 238101 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231603>

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>

拓扑半金属-超导体异质结的约瑟夫森效应

Josephson effect in topological semimetal-superconductor heterojunctions

物理学报. 2023, 72(8): 087401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230397>