

探寻马约拉纳费米子

孙昊桦 贾金锋

(上海交通大学物理与天文系 200240)

1937年, 31岁的意大利科学家马约拉纳发表了一篇理论文章, 预言自然界可能存在一种与其反粒子完全相同的特殊粒子, 也就是马约拉纳费米子。一年之后, 这位年轻的天才物理学家在一次度假途中神秘消失。此后近80年里, 尽管江湖上各种传闻, 各路物理界高手四处打探, 他和他所预言的“马约拉纳费米子”一直渺无音讯, 神秘无踪。

在现代物理学家眼里, 这个莫测的马约拉纳费米子不仅是一种重要的基本粒子——与超对称理论以及与暗物质息息相关, 更重要的是, 它还能在量子计算领域中发挥巨大作用, 是拓扑量子比特的最优载体之一。

一、什么是马约拉纳费米子

理论预言的马约拉纳费米子是一种特殊的粒子, 它可以用马约拉纳方程描述。它最大的特点是该粒子与其反粒子完全相同。

自然界中的基本粒子按照它们的自旋性质可以分为两类: 玻色子——自旋为整数(0,1,2, ……)以及费米子——自旋为半整数(1/2,3/2,5/2, ……)。每一种基本粒子都存在与之对应的反粒子。粒子与反粒子质量、自旋等物理性质相同, 但电荷、重子数、轻子数等物理性质却完全相反。当粒子与其对应的反粒子相遇, 两者就会同时湮灭, 转化为能量。对于带电的费米子, 它们的反粒子的电性必然与其相反, 比如带负电的电子的反粒子是带正电的正电子。因此带电的费米子与其反粒子绝对不会完全相同, 也就不可能是马约拉纳费米子。在粒子物理标准模型中, 只有三种中微子是不带电的费米子。中微子也因此成为最有可能是马约拉纳费米子的基本粒子。有关中微子是否是马约拉纳费米子这个问题吸引了大批粒子物理学家的注意, 也

有大量理论以及实验工作正在进行。

凝聚态物理中也存在着自己的“马约拉纳费米子”。与粒子物理中的马约拉纳费米子不同, 这种费米子不是一个基本粒子, 而是一种准粒子。这种准粒子的行为也符合马约拉纳费米子方程。

凝聚态物理主要研究固体材料的性质。固体材料是大量物质的集合: 不同元素的原子以一定的结构排布, 呈现出不同的性质。如果从微观的角度去研究固体材料, 比如研究材料中每一个质子、电子的相互作用, 那么庞大的粒子数量以及相互作用会使问题变得无比复杂, 让人无从下手。“准粒子”这个概念正是为了简化这种复杂问题而提出的。准粒子可以理解为一个更加宏观的角度看待这个体系, 将体系中大量复杂相互作用揉合在一起, 看作是一个准粒子的行为。它并非一个真实存在的粒子, 而是一些粒子相互作用结果的宏观表现。在固体材料中, 电子受到原子周期性排布影响, 会有着自己特殊的行为, 这种行为可以用电子能带来描述。而能带中的“电子”成了一种准粒子。有了电子能带, 我们就需要掌握每一个原子、每一个电子在材料中的具体情况, 就可以了解材料的电磁学性质。比如一种材料究竟是一个绝缘体还是一个金属取决于能带中是否有能隙存在。

在能带中, 电子按照能级从低能级向高能级排布。如果能带当中有电子缺失, 那就可以用电子的反粒子——空穴(也是一个准粒子)来描述, 这就好比一个电子海洋中出现了一个个气泡, 这些气泡就是空穴, 如图1(a)所示。电子带负电, 与之对应的空穴也就带正电。电子与空穴都是费米子, 而且互为反粒子。由于他们的带电性不同, 他们不可能是马约拉纳费米子。但是在超导体中, 情况有所变化。超导体中, 两个电子可以配对形成一个库珀对, 转化为一种玻色

准粒子。单个电子的行为与一个空穴外加一个库珀对的行为非常接近：想象体系中一个电子身边凭空生出了另一个电子与一个空穴（因为它们相遇会湮灭，化为能量；反过来也一样，只需要提供能量就能产生正反粒子，所以这种“无中生有”并不违反物理定律），而这个新生成的电子与原来的一个电子转化为库珀对，单独留下了一个空穴，如图 1(b)。这两种电子与空穴系统被包裹在超导体大量的库珀对海洋之中，使得外界电磁场的作用被屏蔽，也就可以视为不带电的两个系统，如图 1(c)。因此，在库珀对海洋中的电子与空穴系统就可以满足马约拉纳方程，成为马约拉纳费米子。

马约拉纳费米子不仅仅是一个物理上的概念，在量子计算领域还有非常重要的应用价值。它可以作为一种量子比特的载体，进行受到拓扑保护的容错量子计算。量子计算机是一种利用量子力学波函数进行计算的装置。与我们目前大量运用的半导体计算机相比，量子计算的基本单元——量子比特是波函数。普通计算机的一个比特通常用高电位与低电位表示两种状态之一， n 个比特则表示 2 的 n 次方种状态之一。而量子比特作为波函数，例如以电子的自旋上下作为两种状态，能够同时表示两种状态的叠加（而非之一）。如果有 n 个量子比特耦合在一起，就能够同时表示 2 的 n 次方种状态，它的计算量就会是普通比特的 2 的 n 次方倍。如果能够制造出 100 个量子比特耦合的量子计算机，那它的计算能力相比于普通计算机会有质

的飞跃，可以高速处理能够并行化（将大量初始状态同时计算）的任务。但是目前量子计算的一个重要困难就是外界扰动导致的计算错误需要大量步骤进行修正。而利用马约拉纳费米子作为量子比特则可以很大程度上屏蔽外界扰动的影响，提升量子计算的可行性。

二、马约拉纳费米子的载体：拓扑超导体

虽如前文中提到在超导体中激发空穴和电子就可能会产生马约拉纳费米子，但并不是所有的超导体中都有这个特性。超导体中根据配对成为库珀对的两个电子之间自旋的关系可以将超导体分类。大部分常见的超导体是 s 波超导体，配对的两个电子自旋相反，这样激发出的空穴和电子自旋也相反，因此还不是马约拉纳费米子。近几年研究比较热门的高温超导体中的一些则属于 d 波超导体，也不能产生马约拉纳费米子。根据理论预言，能够产生马约拉纳费米子的超导体则是 p 波超导体。但这种超导体至今没有在自然界中被确认发现，在凝聚态体系中探寻马约拉纳费米子也因此遇到了困难。

此时，一种新型材料拓扑绝缘体 (topological insulator, TI) 进入了物理学家的视线，这种材料的特殊性又燃起了在凝聚态领域探寻马约拉纳费米子新的希望。最早的 TI 是一种准二维材料，它由 CdHgTe/HgTe/CdHgTe 的三明治结构构成一个薄膜量子阱，如图 2 (a)。这个量子阱的体态是一个绝缘体，不导电。

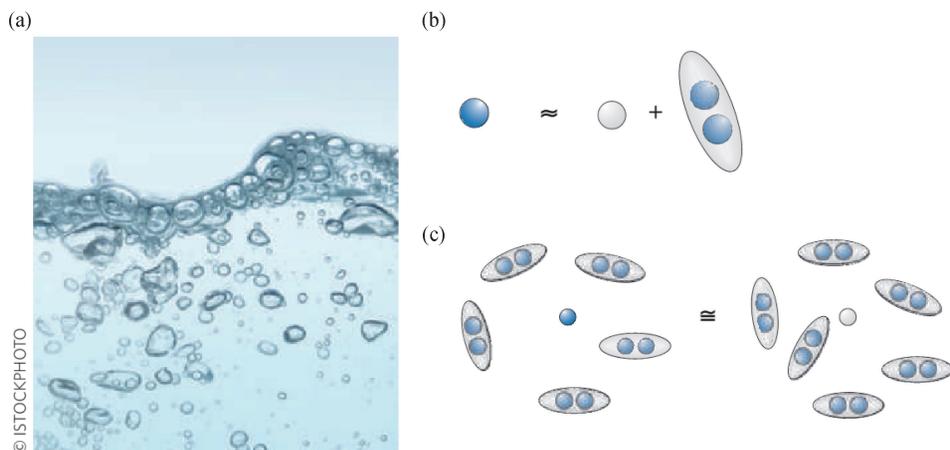


图 1 (a) 电子海洋中的空穴气泡。(b) 电子等效于空穴外加一个库珀对。(c) 库珀对海洋中的电子与空穴几乎相同

但在这个量子阱的边缘则有一个量子化的导电通道。之后这个体系被迅速推广到三维。三维的 TI 在体内也是一个绝缘体，但是 TI 的表面则有导电的电子表面态存在，如图 2(c) 所示。TI 通常由原子序数比较大的元素的化合物组成，如 Sb_2Te_3 、 Bi_2Te_3 等。这些化合物的原子核比较重，因此对外界电子的影响较大，有很强的电子自旋轨道耦合作用 (spin-orbit coupling, SOC)。受到这个作用的影响，TI 的表面态 (或者边缘态) 中的电子的自旋方向与它们自身的运动方向对应：对于二维边缘态，本来在一个电子运动方向上可以有两种电子自旋方向 (向上或者向下)，但在 SOC 作用下向前运动的电子与向后运动的电子都只有一种自旋方向，且互相相反；对于三维表面态，则可以理解为电子自旋方向与运动方向锁定，如果电子在表面中转圈，则自旋方向也随之转圈。如果这个在 SOC 影响下的表面态也具备超导电性，那么这种超导电性将类似 p 波超导体，被称之为拓扑超导体 (topological superconductor, TSC)，从理论角度，这种特殊的材料像是最可能存在马约拉纳费米子的宝箱。

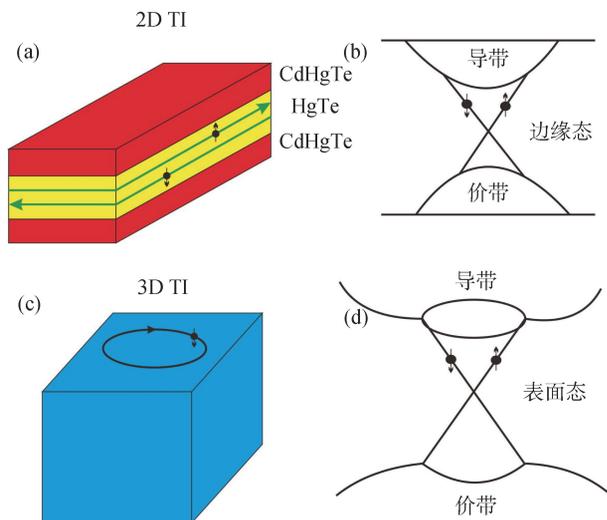


图 2 (a) 二维 TI 的结构示意图。在 HgTe 的边缘存在着边缘态。(b) 二维 TI 的能带结构示意图。两条边缘态连接导带与价带。(c) 三维 TI 的结构示意图。在 TI 表面有边缘态。(d) 三维 TI 的能带示意图。锥状表面态连接了导带与价带

三、首次制备出人造拓扑超导体

由于拓扑绝缘体本身并不是超导体，自然界中又并没有发现天然的拓扑超导体。如何获得拓扑超导体

成为了凝聚态材料物理学家的追逐目标。

研究人员发现通过超导电性这种特殊性质——超导近邻效应可以获得制备 TSC 的解决方案。如果将一个超导体与一个金属放在一起，通过超导近邻效应，在超导体与金属的界面处，超导体中的库珀对会扩散到金属中，让原本不超导的金属也具有超导电性，简而言之，这种近邻效应是一种类似“近朱者赤”的行为。依靠这个效应，从原理上来说只需要将超导体与 TI 放在一起就能够获得 TSC。理论物理学家预言在 TI 的表面盖上普通的 s 波超导体薄膜之后，在超导体与 TI 的界面处，TI 的表面态获取了超导电性，成为 TSC，就能够存在马约拉纳费米子。

但理论设计离实验室成功制备还是有相当的距离，其中不乏山穷水尽、柳暗花明的各种场景。上交大物理系研究人员发现将两种材料“放在一起”实际操作起来比想象中困难。自然界中有很多的超导体，也有不少 TI，要做到能够两者“气味相投”，放在一起能够制成 TSC 的材料并不容易找。造成这个困难的主要原因有两点：第一来源于材料生长过程。每种材料都有自己的生长条件，比如不同的生长元素以及不同的生长温度。按照最开始的设想，在 TI 表面生长超导体这个方法被证明非常困难。通常 TI 的生长温度或者说它的结构稳定温度都比较低，比如之前提到的 Bi_2Te_3 这种 TI 材料在 250°C 以上就会开始分解，而生长一些超导体的温度通常都比较高，比如 NbN 以及 NbSe_2 等超导材料都要在 600°C 以上才能生长。还有一些超导体如 Pb 则会在生长过程中与 Te 或者 Se 发生反应，失去超导电性。第二如果按照理论建议那样把超导体放在拓扑绝缘体上面，形成的拓扑超导就被埋在超导体的下面，这样即使在拓扑绝缘体和超导体的界面处存在马约拉纳费米子，也很难探测到它们。

虽然制备满足上述种种条件的超导体与 TI 困难重重，但是经过若干年坚持不懈的努力之后，上海交通大学贾金锋教授研究组终于找到了一种超导体与 TI 的最优组合，在世界上首次成功制备了人造的 TSC。这种人造 TSC 并没有完全按照最开始的理论假设，将超导体薄膜生长在 TI 表面，而是做了“换位”思考，将 TI 薄膜生长在了超导体表面，从而解决了生长过

程的问题，并且为探测方法以及将来可能的实际应用都打下了良好的基础。下面就为大家具体介绍他们人造 TSC 的制备方法。

首先，他们选取的超导体材料是利用化学气相运输法制备的 NbSe_2 。 NbSe_2 的超导转变温度在 7.8 K，也就是 -265.35°C ，它的超导能隙约为 1.2 meV。 NbSe_2 是一种层状结构的材料图 3(a) (b)，类似于石墨烯。层与层之间依靠范德华力相连，耦合非常弱，能够通过胶带等手段轻易剥离表面的几层。选取这种超导体不仅易于得到清洁表面，更重要的是它本身就是硒化物，不会和拓扑绝缘体（也是硒化物或者碲化物）发生反应。他们选取的 TI 材料是 Bi_2Te_3 ，也是一种层状材料（图 3(c)）。通过利用分子束外延法（molecular beam epitaxy, MBE）在超高真空腔体中直接将 TI 薄膜生长在超导衬底上，从而获得了 TI/ 超导体的异质结。

MBE 法是一种制备高质量薄膜材料的方法。通常整个 MBE 薄膜生长过程都在超高真空环境下进行。超高真空是一个极端实验环境，它的气压只有正常大气压的 $1/1\,000\,000\,000\,000$ 。在大气环境下，看似空空如也的环境中其实存在着大量的气体分子。这些分子瞬息之间就会覆盖在样品表面，好像一层灰一般。这样的样品就很难进行高精度的表面测量。而在超高真空中，气体分子数量急剧减少（气体分子数量与气压成正比），因此样品表面能够长时间保持“干净”。有了这样一个干净的环境，利用 MBE 法生长的薄膜就非常纯净，杂质缺陷很少。此外，MBE 法生长薄膜的速度非常缓慢，通常生长一个原子层需要数分钟的时间。在这种速度下，原子结构能够用充分的时间弛豫，达到最佳状态。这使得原本晶体结构并不完全匹配的两种材料（如交大组使用的 NbSe_2 与 Bi_2Te_3 ）能够

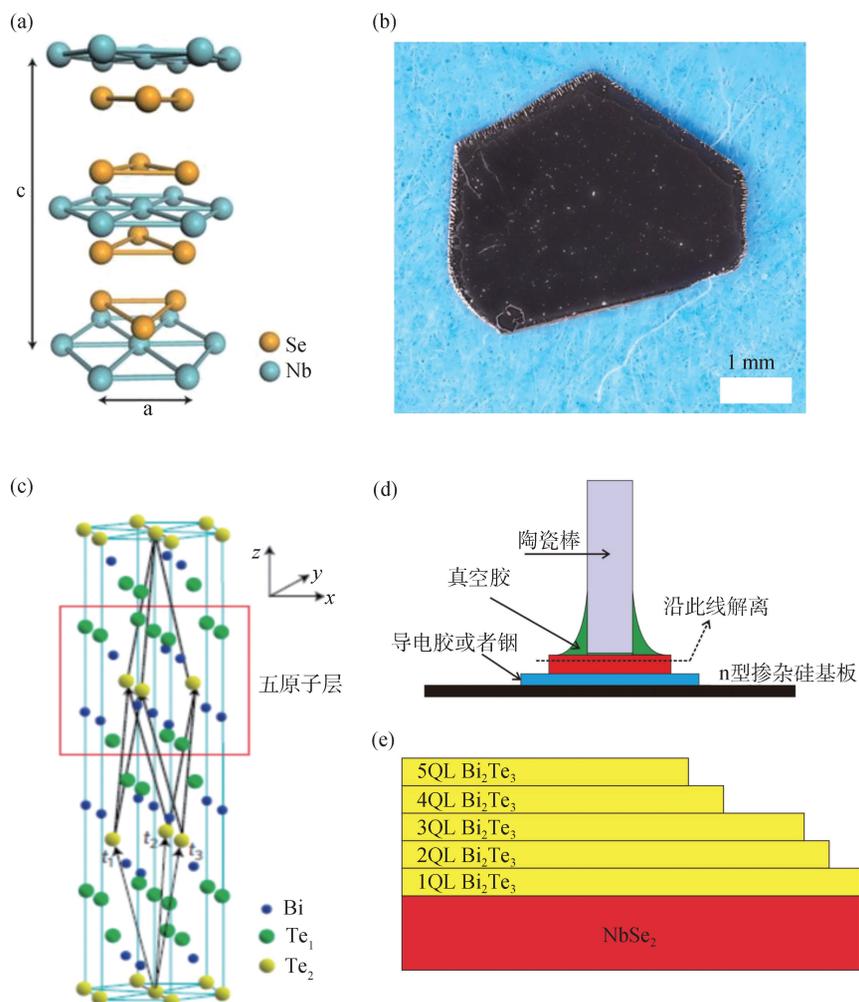


图 3 (a) NbSe_2 晶体结构。(b) NbSe_2 晶体。(c) Bi_2Te_3 晶体结构。(d) 超高真空中解离 NbSe_2 的方法。(e) NbSe_2 上生长 Bi_2Te_3 结构模型

自发形成某些过渡层，从而达到异质薄膜外延生长的目的。并且研究人员还能通过一些外界手段监控整个生长过程，达到精确控制薄膜层厚的目的。

在生长薄膜前，先将 NbSe_2 通过导电胶粘在硅片基板上，再用真空胶将一小段陶瓷棒粘在材料上表面。将 NbSe_2 传入超高真空腔体并且进行除气之后，再将这小段陶瓷棒从 NbSe_2 表面轻轻击落，连带撕下最表面几层材料，裸露出干净的 NbSe_2 表面用于 Bi_2Te_3 薄膜的生长。值得一提的是，这个 MBE 超高真空腔体与之后测量样品的扫描隧道显微镜 (scanning tunneling microscopy, STM) 直接通过超高真空连接，因此整个生长与测量过程是一个“原位”过程，样品没有暴露在大气之中，也没有覆盖过任何保护层。这种测量方法能够保证样品的完好，从而获得样品最本质的特性。

四、观测马约拉纳费米子

在成功制备出人造拓扑超导体后，上海交大研究组立刻围绕着这种特殊材料载体开展了一系列探索马约拉纳费米子的前沿研究，他们主要利用 STM(扫描

隧道显微镜)对 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 异质结的一系列性质进行测量。STM 利用了量子力学中的隧道效应对样品进行测量。如图 4(a) 所示，当一个针尖和一个样品距离十分接近的时候，样品中电子的波函数会“扩展”到针尖上，同样，针尖中的电子的波函数也会隧穿到样品上。如果在样品和针尖之间加一个电压，那么上述的两个方向的隧穿过程的对称性就会被破坏，形成一股净的隧穿电流，电流方向取决于两边电压的高低。针尖与样品构成一个隧穿回路，不同外加偏压下的内部隧穿电流通过电路放大系统采集。针尖则固定在一组压电陶瓷(根据外加电压作出纳米级精确形变相应的陶瓷材料)组成的扫描头上，进行扫描控制。隧道效应的强弱随着样品和针尖之间的距离迅速衰减，针尖上实际提供隧穿电流信号的部分只是针尖头上的几个原子，因此 STM 能够获得样品表面原子级别的分辨率，实实在在观测到样品表面的原子结构(如图 4(b) 所示)。除此之外，通过在偏压上外加调制信号，他们还能从隧穿电流里面获得针尖所在位置处样品电子能带的态密度(反映了电子在不同能量下轨道

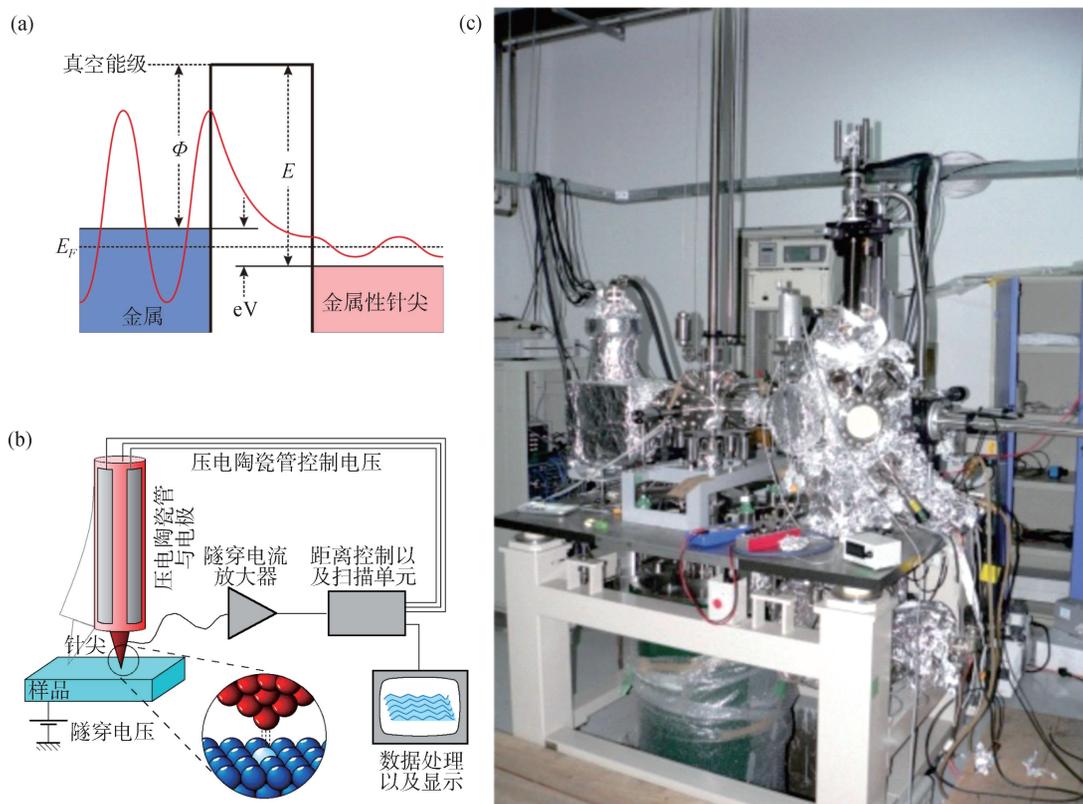


图 4 (a) 隧道效应示意图。(b)STM 电路原理。(c)STM-MBE 联合系统

的数目)信息,也就是扫描隧道谱(scanning tunneling spectroscopy, STS)。如果把样品的形貌结构称作“实空间”,电子能带结构称为“虚空间”,那STM便是一种虚实结合的探测手段,非常适合用于探测马约拉纳费米子这种在空间上局域存在的准粒子态。图4(c)为上交大研究人员所使用的极低温、强磁场STM。

马约拉纳费米子在这个体系中存在的首要条件就是将 Bi_2Te_3 变成TSC,因此 Bi_2Te_3 薄膜超导电性的测量非常关键。图5(a)是在 NbSe_2 衬底以及在衬底上外延生长的不同层数的 Bi_2Te_3 表面的电子能带态密度图,反映了样品在不同层厚情况下超导能隙的大小。图中曲线的横轴代表了外加的偏压大小,也对应着所测量的电子态密度的具体能量位置。曲线纵轴上的高地则反映了态密度的大小。从标记为 NbSe_2 的曲线中可以看到态密度在 $\pm 1.2\text{ meV}$ 位置有两个很强的峰,从这两个峰的能量位置往外(能量绝对值更高)态密度衰落到一定数值,而在这两个峰之间态密度则直接降为零。两个峰之间的区域,就被称为超导能隙。可以很明显观察到原本并不超导的 Bi_2Te_3 薄膜上也观测到了超导能隙的信号,并且超导能隙的大小随着样品层数不断衰减(图5(b))。这是一个证明 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 异质结上的 Bi_2Te_3 这个TI薄膜具备超导电性的有力证据,并且在TI具有一定厚度之后,超导电性依然存在。有了这个异质结结构,研究人员就能够在其中进一步

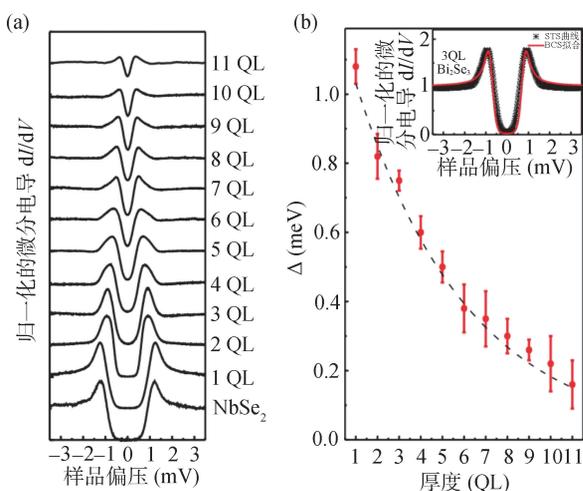


图5 (a)不同层 Bi_2Te_3 上的超导 STS 谱。(b)不同层 Bi_2Te_3 上的超导能隙

寻找马约拉纳费米子的踪迹。

根据理论预言,在TI/超导体异质结(图6(a))中存在的零能的马约拉纳费米子会被束缚在量子磁通涡旋的中心,如图6(b)。只需要外加一个磁场,就能够在这个人造的TSC中产生量子磁通涡旋,如图6(c)。普通的超导体在外加磁场之后也会出现量子磁通涡旋,且在涡旋中心存在一些能量非常靠近零的束缚态。非常可惜,以 NbSe_2 作为超导母体的TSC的超导能隙不是很大,这些束缚态会和马约拉纳零能态混在一起,由于他们之间的能量间隔非常小,因此,在涡旋中心的零能峰(图6(d))中既有那些普通的束缚态,也有马约拉纳费米子,无法从能量上直接区分它们。但是通过比较不同情况下的实验数据仍然可以发现马约拉纳费米子存在的证据:超导能隙内部其他的束缚态随着测量位置远离涡旋中心,会在能量上发生一个劈裂,如图6(e)所示,原本位于零能附近的峰慢慢远离能量位置。而马约拉纳费米子所处的能量位置却不会改变,永远是零。而且它所处的空间位置也只是在涡旋的正

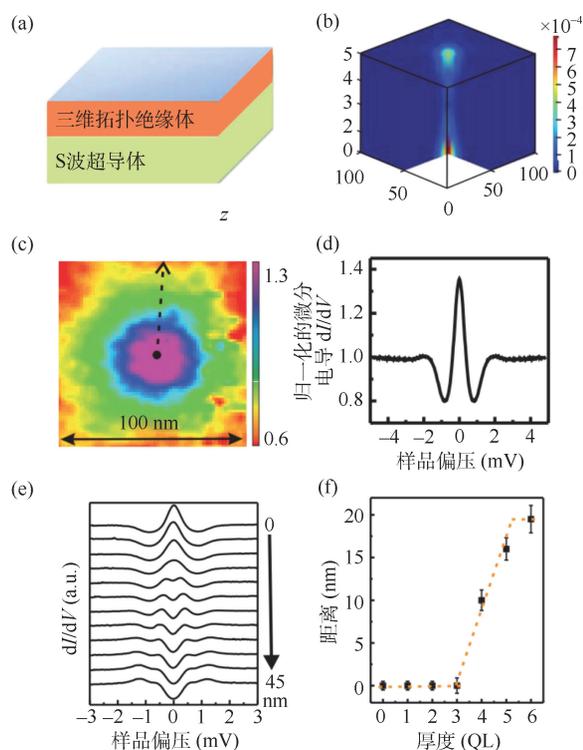


图6 (a)超导体表面的TI薄膜。(b)TI薄膜上下表面的量子磁通涡旋中的马约拉纳费米子。(c)TI表面的量子磁通涡旋。(d)磁通中心的零能峰。(e)沿着磁通中心向外零能峰的劈裂。(f)不同层厚的TI薄膜零能峰劈裂起点随薄膜厚度的变化

中心，不会向外偏移。如果测量不同层数的 TI/ 超导体异质结构中量子磁通涡旋中心束缚态的劈裂情况，从图 6(f) 中可以看到在层数比较少的时候劈裂从涡旋中心开始，而从第四层开始束缚态劈裂的位置就不再是零了，而是向外扩展了一定的距离。这是因为从第四层开始，生长的 TI 才真正开始具备拓扑绝缘体的性质，使得整个体系成为了一个 TSC，存在马约拉纳费米子，而在这之前整个体系只是一个普通的超导体，不存在马约拉纳费米子。当马约拉纳费米子这个零能电子态出现在量子涡旋中心时，其他束缚态劈裂的信号会与这个处在中心并且向外有一定扩展的零能电子态混在一起，使得原本从中心劈裂的行为被掩盖了。

之后上海交大研究组还利用马约拉纳费米子在自旋极化测量下的效应进一步确定了它在 TI/ 超导体这个系统中的存在。研究人员将 STM 的针尖换成了一个具有铁磁性的针尖。通过外加磁场，可以控制针尖的磁性方向，从而获得确定自旋方向的电子流（例如向上或者向下）。马约拉纳费米子在外界磁场作用下也会有一个特定的磁性方向。当针尖上透穿电流中的电子的自旋方向与马约拉纳费米子的自旋方向相同时，入射的电子会与马约拉纳费米子相互作用，反射回一个自旋方向相同的空穴，等价于两倍的净电流流入。如果针尖上透穿电流中的电子的自旋方向与马约拉纳费米子的自旋方向相反时，这个电子就会被反射回来，等价于没有电流流过。这一过程被称为自旋选择性安德烈夫反射，如图 7(a)。在具体测量过程中，这个电流上的变化就反应在零能位置处态密度的高低，电流越大，态密度就越高，反之则低，如图 7(b)。这个测量结果与理论计算符合的非常好（图 7(c)），是一个马约拉纳费米子存在的决定性证据！

针对以上两个证据，上海交大研究组还进行了一系列比较实验，排除了这两个信号其他的来源，将矛头直指马约拉纳费米子。经过七年的积累和坚持不懈的探索，终于在 $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{NbSe}_2$ 人造拓扑超导体中发现了神秘的马约拉纳费米子！

五、总结与展望

从 2009 年到 2016 年，上海交通大学贾金锋教授

的研究组，与包括清华大学薛其坤院士团队、浙江大学的许祝安教授团队、浙江大学的张富春教授团队、南京大学的李绍春教授团队以及美国普林斯顿的付亮教授等多方协同合作，终于在三维 TI/ 超导体这个体系中利用扫描隧道显微镜成功观测到了马约拉纳费米子，解决了一个从上至下包含理论基础、材料制备以及实验探测的复杂问题。但这只是有关马约拉纳费米子工作的一个开始，是万里长征的第一步。如果要将马约拉纳费米子真正用于量子计算并且制造出高性能的量子计算机，还有许多困难的问题需要解决。比如找到更好（更大的超导能隙）的材料作为马约拉纳费米子的载体；具体操控马约拉纳费米子的手段；将马约拉纳费米子作为量子比特的计算方法，等等。这些困难既是阻碍，也是机遇，留给未来的科学家们进一步探索、发现。

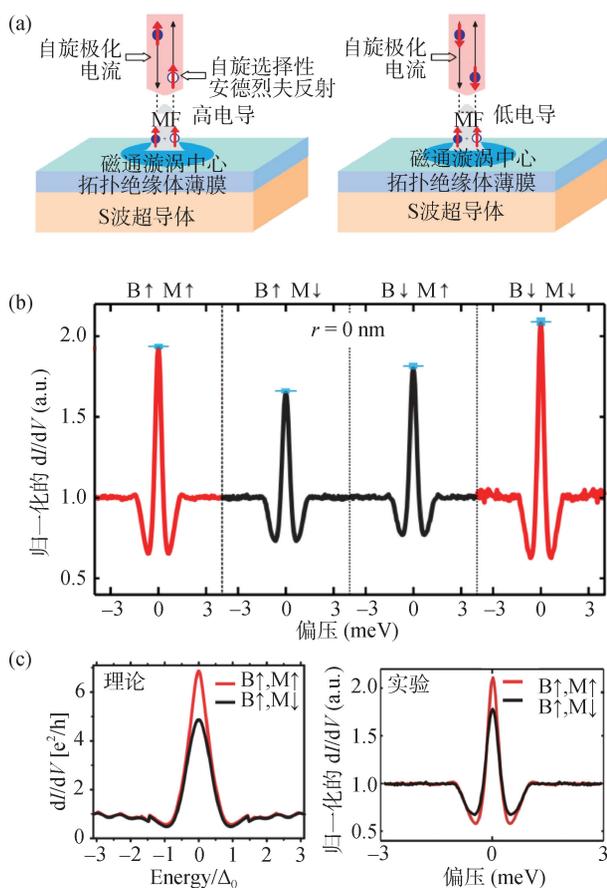


图 7 (a) 利用自旋极化针尖探测马约拉纳费米子的自旋选择性安德烈夫反射过程。(b) 量子涡旋中心，不同针尖极化方向与不同外场方向时零能激发态态密度的大小变化。(c) 理论计算（左）与实验结果（右）相比较