

编者按:拓扑绝缘体是最近几年发现的一种新的物质形态.拓扑绝缘体所具有的特殊性质使其在未来的自旋电子学和量子计算等领域有潜在的重要的应用前景,引起了科学界的广泛关注.近期,中国科学家在拓扑绝缘体的实验和理论研究方面取得了一系列的重要进展,大大加深了人们对拓扑绝缘体的理解,在国际学术界引起了广泛的影响.本专题特别邀请了国内多位长期从事拓扑绝缘体研究的专家撰文,介绍相关的前沿研究成果,以飨读者.

拓扑绝缘体薄膜和有限尺寸效应^{*}

张翼¹ 何珂^{1,†} 马旭村¹ 薛其坤^{1,2}

(1 中国科学院物理研究所 表面物理国家重点实验室 北京 100190)

(2 清华大学物理系 低维量子物理国家重点实验室 北京 100084)

摘要 拓扑绝缘体是近年来发现的一类新的量子材料,已成为凝聚态物理的研究热点领域.厚度仅几纳米的拓扑绝缘体薄膜不但具有奇特的物理性质,而且还是拓扑绝缘体应用于平面器件的基础.文章以 Bi_2Se_3 为例,介绍了 Bi_2Se_3 家族拓扑绝缘体薄膜的分子束外延生长及其能带、自旋结构和拓扑性质随层厚的演化.这些结果为人工调控拓扑绝缘体的电子结构和物理性质提供了指导.

关键词 拓扑绝缘体, Bi_2Se_3 , 分子束外延, 角分辨光电子能谱, 扫描隧道显微镜

Topological insulator thin films and finite size effects

ZHANG Yi¹ HE Ke^{1,†} MA Xu-Cun¹ XUE Qi-Kun^{1,2}

(1 *State Key Lab for Surface Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(2 *State Key Lab of Low Dimensional Quantum Physics, Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

Abstract Topological insulators (TIs) are a new class of quantum matter which have attracted extensive interest recently. Nanometer thick TI thin films not only exhibit novel physical properties but also are useful for developing TI-based planar devices. Taking Bi_2Se_3 as an example, we report the molecular beam epitaxy growth of the Bi_2Se_3 family of TI thin films and the thickness dependent behavior of their band and spin structures and topological characteristics. The results provide information on the artificial control of the electronic structures and physical properties of TIs.

Keywords topological insulator, Bi_2Se_3 , molecular beam epitaxy, angle-resolved photoemission spectroscopy, scanning tunneling microscopy

1 引言

拓扑(topology)是近代数学的一个概念.粗略地说,拓扑性质是指一些对细节不敏感的性质.例如一个有环形柄的茶杯的表面和一个轮胎的表面,尽管它们外观有很大不同,但却都有一个“洞”,因此在拓扑上是等价的.一个物体“洞”的数目就是一种对细节不敏感的拓扑特征.材料的性质是由其能带结构决定的,如果能带也能通过拓扑的方式表征,那么这种材料将有可

能显示出对细节不敏感的物理性质.量子霍尔效应就是这样一个例子.在强磁场下二维电子系统形成了一系列分立的朗道能级,因此可以看成一种绝缘体.然而这种绝缘体的能带结构却具有和普通的绝缘体(例如金刚石、 Al_2O_3 、真空等)不同的拓扑特征.这种拓扑特征导致了量子霍尔电阻,其数值不会因为样品细节的

^{*} 国家自然科学基金(批准号:21025314;10974231)、国家重点基础研究发展计划(批准号:2009CB929400)资助项目

2011-05-30 收到

[†] 通讯联系人. Email: kehe@iphy.ac.cn

变化而改变. 由于这种随细节不敏感性, 现在量子霍尔电阻的国际推荐值已成为电阻的计量标准. 量子霍尔系统实际上就是一种磁场下的拓扑绝缘体^[1,2].

最近几年来, 人们认识到具有强自旋轨道耦合的窄带半导体在不外加磁场的情况下也有可能成为拓扑绝缘体. 与磁场下的量子霍尔系统类似, 这些材料的体能带在费米能级处具有能隙, 然而由于其体能带独特的拓扑性质, 在其表面或与普通绝缘体的界面上却总是具有无能隙的表面/界面态. 这种表面/界面态类似于石墨烯的能带结构, 具有线性色散关系的狄拉克锥形状. 然而与石墨烯不同的是, 拓扑绝缘体的表面/界面态(除了在动量空间某些对称点之外)是完全自旋极化的(见图 1). 更重要的是, 与以往发现的由表面悬挂键或表面势引起的表面态不同, 拓扑绝缘体的表面态是由体能带的拓扑性质决定的, 因此不易受到表面氧化和污染的破坏. 理论物理学家已预言了拓扑绝缘体具有很多新奇的量子现象, 往往不需要极端的条件就可以观测到这些量子现象. 例如拓扑绝缘体表面态与磁性材料的相互作用将有可能导致量子化反常霍尔效应、拓扑磁电效应、镜像磁单极子等现象, 拓扑绝缘体与超导材料的界面有可能出现马约拉纳(Majorana)量子态. 这些量子现象使得拓扑绝缘体有可能应用于自旋电子学和量子计算中, 并已迅速引起了凝聚态物理和材料科学众多研究者的兴趣^[1,2].

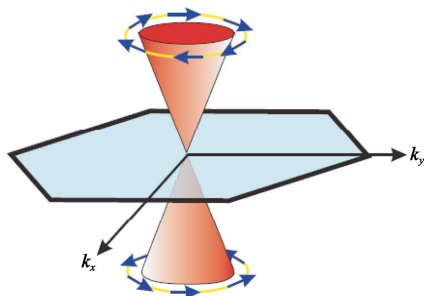


图 1 三维拓扑绝缘体表面态能带结构示意图(k_x 和 k_y 分别是 x 和 y 方向的波矢. 拓扑绝缘体表面态呈狄拉克圆锥结构, 狄拉克点为自旋简并态, 其他各点自旋是极化的, 狄拉克点上下的电子自旋和动量具有相反的手性)

拓扑绝缘体分为二维拓扑绝缘体和三维拓扑绝缘体. 二维拓扑绝缘体具有一维的拓扑边界态, 三维拓扑绝缘体具有二维的拓扑表面态. 目前只有 HgTe 量子阱在实验上被证明是二维拓扑绝缘体^[3,4], $\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x}$ 合金是人们首先发现的三维拓扑绝缘体材料^[5,6]. 然而, 目前研究最多的三维拓扑绝缘体材料是 Bi_2Se_3 家族材料: Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 和 Sb_2Te_3 ^[7,8], 因为这一类材料的特点是具有相对较

大的体能隙(其中 Bi_2Se_3 能隙是 0.3eV)和简单的表面能带结构(单个狄拉克锥), 而且还更容易制备.

如果将一个三维拓扑绝缘体材料的厚度减少到不能再被看作是一个三维材料时, 可以想象其能带、自旋结构和拓扑性质都会发生根本的改变. 实际上, 已有若干理论工作探索了三维拓扑绝缘体在厚度很小时电子性质的变化^[9-11]. 这些工作表明, 三维拓扑绝缘体在很薄的时候有可能转变成二维拓扑绝缘体, 而这种转变过程伴随着二维拓扑绝缘体相和普通绝缘体相之间随厚度的交替转变. 这意味着如果将 Bi_2Se_3 家族三维拓扑绝缘体材料做成薄膜, 并能对其厚度精确控制, 就有可能获得二维拓扑绝缘体材料. 这将是 HgTe 量子阱之外另一类新的二维拓扑绝缘体材料. 同时, 薄膜形态的拓扑绝缘体的一个突出优点是, 其电子和自旋结构受厚度、表面、界面等因素影响很大, 因此, 可以方便地通过控制这些参数来剪裁拓扑绝缘体的电子和自旋结构, 这对拓扑绝缘体的研究和应用都具有很重要的意义. 此外, 现在的半导体工业主要是基于平面工艺, 生长在基底上的拓扑绝缘体薄膜将更容易采用传统的半导体技术工艺加工成器件, 投入实际应用.

分子束外延(molecular beam epitaxy, MBE)是半导体工业和研究常用的一种薄膜生长方法. 这种方法可以制备出质量非常高的单晶薄膜, 并可以以单原子层的精确度实现对薄膜厚度的控制. 我们下面介绍 Bi_2Se_3 族拓扑绝缘体薄膜的 MBE 制备. 通过优化生长条件, 我们实现了薄膜的逐层生长. 在此基础上还将介绍利用原位角分辨光电子能谱(angle-resolved photoemission spectroscopy, ARPES)和扫描隧道显微镜(scanning tunneling microscope, STM)对拓扑绝缘体的能带、自旋结构和拓扑性质随薄膜厚度演化过程的研究^[12,13].

2 拓扑绝缘体薄膜的外延生长

图 2(a)是 Bi_2Se_3 的晶体结构示意图. Bi_2Se_3 是一种层状材料, 由 2 个 Bi 单原子层和 3 个 Se 单原子层交替组成一个共 5 个原子层的周期结构, 称为 5 原子层(quintuple layer, 简称 QL, 高度为 0.95nm, 是 Bi_2Se_3 薄膜厚度的单位, 每 3 个 QL 又组成一个大的周期结构). 在每个 QL 内, 原子层间的相互作用是较强的共价键. 但在 QL 与 QL 之间是较弱的范德瓦尔斯力的相互作用. Bi_2Te_3 和 Sb_2Te_3 也具有类似的晶格结构^[7]. 我们选用双层石

墨烯终止的 6H-SiC(0001) 作为衬底生长 Bi_2Se_3 薄膜. 这种衬底的优点是: (1) 具有大面积和原子级平整的表面; (2) 具有较好的化学惰性, 不会与具有较强氧化性能的 Se 起反应; (3) 由于 Bi_2Se_3 和石墨烯均为层状材料, 因此在其界面上主要也是范德瓦尔斯型的弱相互作用. 这使得衬底和薄膜晶格失配所导致的应力能对生长的影响很小. 因此双层石墨烯终止的 6H-SiC(0001) 为高质量 Bi_2Se_3 外延薄膜的生长提供了一个很好的衬底^[12].

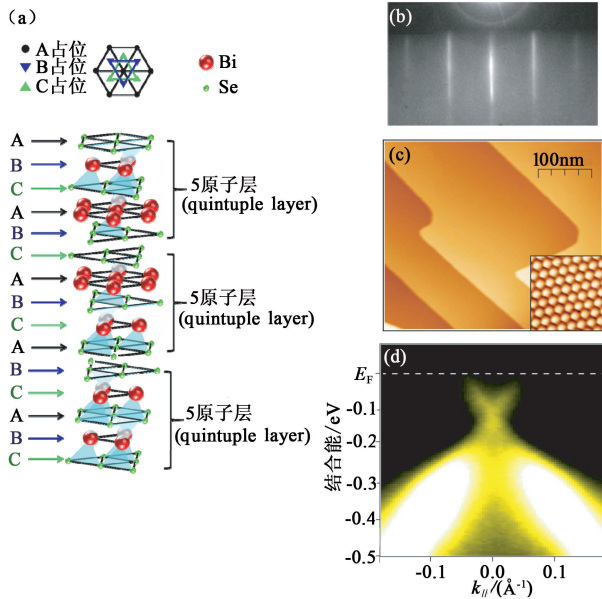


图 2 (a) 拓扑绝缘体 Bi_2Se_3 的晶体结构示意图; (b) Bi_2Se_3 薄膜的 RHEED 图案; (c) Bi_2Se_3 薄膜的 STM 图, 插图为原子分辨率; (d) 50QL Bi_2Se_3 薄膜沿 Γ -K 方向的 ARPES 谱, 可以看到狄拉克点位于费米能级以下 0.12eV 处. ((b)-(d) 图片引自文献^[13])

在生长过程中, 我们通常把衬底温度 T_{sub} 控制在介于 Bi 源温度和 Se 源温度之间, 即 $T_{\text{Se}} < T_{\text{sub}} < T_{\text{Bi}}$, 而将 Bi 和 Se 的束流比控制在 1:10 左右. 由于衬底温度高于 Se 源的蒸发温度, 所以蒸发出的 Se 原子/分子并不能单独吸附在光滑的石墨烯表面, 只有当 Bi 原子吸附在衬底表面时, Se 才会与 Bi 反应形成化合物. 因此, 薄膜最终的生长速率是由 Bi 的束流决定的. 富 Se 的生长环境可以有效地减少 Bi_2Se_3 薄膜的 Se 空位密度, 从而降低电子掺杂的浓度^[12,13].

图 2(b) 是 Bi_2Se_3 薄膜的反射式高能电子衍射 (reflective high energy electron diffraction, RHEED) 图样, 显示出我们的样品是高质量的单晶薄膜. 图 2(c) 是 Bi_2Se_3 薄膜表面的 STM 图像, 插图为小范围原子分辨图像, 显示出 Bi_2Se_3 薄膜具有原子级平整的表面和很低的缺陷密度, 其质量远好于

高温烧结的 Bi_2Se_3 单晶样品. 表面台阶的高度是 1QL. 由于 QL 与 QL 之间的相互作用远弱于 QL 内部的原子层与原子层之间的相互作用, 因此每个 QL 的表面具有更低的表面自由能. 所以在薄膜表面只呈现 QL 的表面. 图 2(d) 是一个厚度为 50QL Bi_2Se_3 薄膜的 ARPES 谱图, 我们可以看到, 在 Γ 点附近, 有一清晰的狄拉克圆锥样的表面态, 显示出我们生长的 Bi_2Se_3 薄膜确实为拓扑绝缘体. 更重要的是, 薄膜的狄拉克点位于费米面以下 0.12eV 处, 费米能级基本上处于体能隙之中^[8]. 而高温烧结的 Bi_2Se_3 单晶样品, 其狄拉克点一般位于 0.3eV 左右, 费米能级穿过导带, 也就是说, 材料处于重电子掺杂状态. 这种情况对于探测拓扑表面态的性质非常不利, 其体载流子会掩盖表面态的贡献. Bi_2Se_3 的电子掺杂主要来自于 Se 空位. MBE 生长的薄膜具有较少的 Se 空位, 因此具有较低的掺杂浓度.

通过对生长条件的精确控制, 我们可以实现 Bi_2Se_3 薄膜的逐层生长. 图 3 显示了一系列不同厚度薄膜垂直方向的光电子能谱. 图中短竖线所指示的是由于量子限制效应体能带形成的量子阱态. 量子阱态的峰位对薄膜厚度非常敏感. 随着薄膜厚度逐渐增加, 我们发现峰位并非连续移动, 而是一套峰逐渐消失, 另一套峰逐渐出现. 这反映了在厚度每增加一层时量子阱态峰位的变化. 这些观测说明, 薄膜是逐层生长的. 在只有一套峰出现的谱线 (图 3 中加深的谱线), 它所对应的薄膜, 在宏观范围基本上具有均一的厚度^[13].

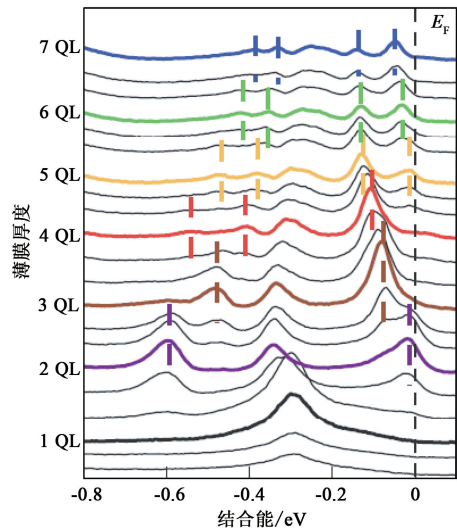


图 3 不同厚度 Bi_2Se_3 薄膜垂直方向的光电子能谱 (相邻谱线对应的厚度差约为 0.3 QL, 图中的短竖线指示了量子阱态的峰位 (图片引自文献^[13]))

3 Bi₂Se₃ 族拓扑绝缘体的有限尺寸效应

Bi₂Se₃ 族材料逐层外延生长的实现为研究三维拓扑绝缘体的有限尺寸效应提供了可能. 图 4(a)–(f)是室温条件下测得的层厚从 1QL 到 6QL 的 Bi₂Se₃ 薄膜的 ARPES 谱^[13]. 从谱图中可以看到, 与厚度较大的 Bi₂Se₃ 薄膜相比, 厚度小的 Bi₂Se₃ 薄膜的能带结构发生了很大的变化, 主要表现在有:

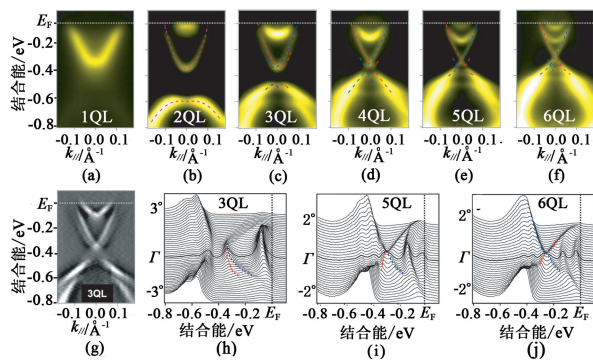


图 4 (a)–(f)为厚度从 1QL 到 6QL 的 Bi₂Se₃ 薄膜的 ARPES 能带图, 测量温度为室温; (g) 为 3QL Bi₂Se₃ 薄膜的 ARPES 二次微分能带图; (h)–(j) 为 3QL, 5QL 和 6QL Bi₂Se₃ 薄膜的角分辨光电子能谱的能量分布曲线图; (b) 图中紫红色 (见本期《物理》网刊彩图, 下同) 曲线是 (1) 式对该谱的拟合曲线; (c)–(f) 图中红色和蓝色曲线是 (2) 式的拟合曲线. 相应的拟合参数列在表 1 中 (图片引自文献^[13])

(1) 当薄膜层厚小于 6QL 时, 原本无能隙的表面态开始出现一个明显的能隙. 图 6(h)–(j) 是厚度分别为 3QL, 5QL 和 6QL 薄膜的不同角度能量分布曲线 (energy distribution curves, EDC). 从 EDC 谱可以明显地看出, 6QL (图 4(j)) 的薄膜仍然具有清晰的狄拉克点, 从 5QL (图 4(i)) 开始, 能隙开始出现并随着厚度的减小开始变大. 图 5(a) 给出了 Bi₂Se₃ 薄膜表面态能隙与层厚的关系.

(2) 当薄膜层厚介于 2QL 和 6QL 之间时, 除了

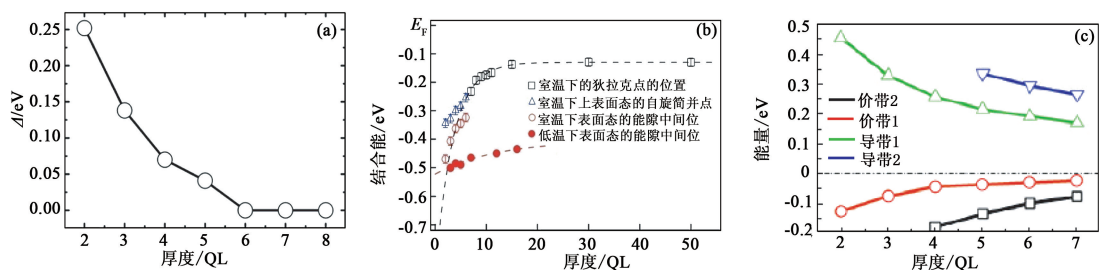


图 5 (a) 能隙大小随薄膜厚度的变化关系图; (b) 狄拉克点位置 (≥ 6 QL) (空心方块)、上表面态自旋简并点 (< 6 QL) (空心三角) 及能隙中间位 (< 6 QL) (空心圆点) 在室温条件下随薄膜厚度的变化关系, 红色实心圆点是低温 (~ 150 K) 条件下能隙中间位随薄膜层厚的变化关系; (c) 量子自旋态峰相对于能隙中间位的能量随薄膜层厚的变化 (图片引自文献^[13])

存在能隙外, 上表面态还发生了明显的劈裂. 这种劈裂在 Γ 点消失, 而在远离 Γ 点的位置变得明显, 它是一种类似于 Rashba 型的劈裂^[14]. Rashba 效应是指具有强自旋轨道耦合的电子系统在一个垂直电场作用下, 其电子能带在动量方向上出现自旋劈裂, 其特点是在 Γ 点没有自旋劈裂. 我们从 EDC 谱 (图 4(h)–(i)) 和 ARPES 的二次微分谱 (图 4(g)) 上可以更清楚地观测到这种劈裂. 与传统的 Rashba 自旋劈裂不同, 该劈裂形成的上表面态外分支的信号强度明显地弱于内分支. 我们用二次曲线对上表面态进行拟合, 得到了劈裂表面态的 Rashba 系数 α_R , 示于表 1 的最右列. 我们发现, 随着厚度的减小, 劈裂也随之明显地变小, 厚度到 2QL 时, 能带劈裂完全消失.

(3) 除了薄膜层厚度小于 6QL 时的能隙和类 Rashba 劈裂外, 薄层薄膜的化学势也随膜厚变化. 对于 50QL 的薄膜, 其狄拉克点位于费米面以下 0.12eV 处 (图 2(d)), 但是对 6QL 的薄膜, 其狄拉克点位于费米面以下约 0.26eV 处 (图 4(f)), 这说明其化学势发生了明显的改变. 图 5(b) 给出了从 2QL 到 50QL 的狄拉克点位置的数据 (因薄膜层厚度在 6QL 以下时出现能隙, 故以上表面态交叉点位置和能隙中间位置代替狄拉克点位置), 从图中可以看到, 在 Bi₂Se₃ 薄膜层厚度低于约 20QL 时, 狄拉克点逐渐远离费米能级, 也就是说, 薄膜被电子掺杂.

除此之外, 我们还利用 ARPES 谱观测到表面态上下的近抛物线形的能带. 图 5(c) 显示了这些能带在 Γ 点的峰位 (扣除了化学势的影响) 随厚度的变化, 显示出明显的量子自旋态特征. 因此, 处于表面态上下的这些能带分别为导带和价带电子的量子自旋态.

当拓扑绝缘体变得很薄的时候, 一个表面的表面态电子会隧穿过体能隙到达另一个表面. 因此两个表面的表面态波函数会发生交叠. 假设一个自由的 Bi₂Se₃ 薄膜的模型 (不考虑衬底的影响), 其两个表面

具有相同的化学势,这样两个表面的狄拉克表面态在动量空间是完全重叠的.对于非狄拉克点位置的能态,两个表面态相同动量和能量的电子具有不同的自旋,因此当两个表面态在实空间逐渐交叠时只是产生自旋简并,并不会产生能带色散关系的变化.而对于已处于自旋简并态的狄拉克点,当两个表面能态交叠时,由于泡利不相容原理而产生能量的变化,最终导致在狄拉克点出现一个能隙.能隙的大小与两个表面态的交叠程度有关.相应的理论模型给出了超薄拓扑绝缘体薄膜表面态的色散关系^[11]:

$$E_{\pm}(k_{\parallel}) = E_0 - Dk_{\parallel}^2 \pm \sqrt{(\nu_F \hbar k_{\parallel})^2 + \left(\frac{\Delta}{2} - Bk_{\parallel}^2\right)^2}, \quad (1)$$

其中 k_{\parallel} 代表平面内的波矢, E_0 代表能隙中间的能量, D 和 B 是与厚度有关的参量, ν_F 代表费米速度(在这里是指狄拉克费米子的速度), Δ 代表能隙的大小, \hbar 代表普朗克常数, \pm 分别表示能隙上下的两个表面态. (1)式解释了实验上观测到的能隙的出现,但未能解释 Rashba 型的自旋劈裂现象.这是由于它基于的模型是一个自由的拓扑绝缘体薄膜,并没有考虑衬底的作用.衬底的存在会打破薄膜的空间反演对称性,使两个表面的化学势出现差异.我们在自由薄膜模型的基础上引入沿薄膜垂直方向的势能项作为衬底对薄膜的影响,于是可以得到下式所示的表面态的色散关系^[15]:

$$E_{\sigma_{\pm}}(k_{\parallel}) = E_0 - Dk_{\parallel}^2 \pm \sqrt{(|\tilde{V}| + \sigma_{\pm} \nu_F \hbar k_{\parallel})^2 + \left(\frac{\Delta}{2} - Bk_{\parallel}^2\right)^2}, \quad (2)$$

其中 \tilde{V} 是新加入的势能项的结果,实际上代表了两个表面的化学势差的一半,只有当势能是具有空间反演对称性的时候,此项才不为零. \pm 号分别表示能隙上下的两个表面态. σ 取值为 $+1$ 或 -1 , 分别代表电子的两种自旋.在(1)式中,2条自旋简并的能带在(2)式中劈裂成4条自旋非简并的能带.因此,考虑了薄膜的空间反演不对称性的公式(2),既可以获得能

隙的打开,又可以获得Rashba型的劈裂.图4(a)~(f)中红色和蓝色的虚线表示出根据(2)式对 ARPES 数据拟合的结果.表1中列出了拟合参数.

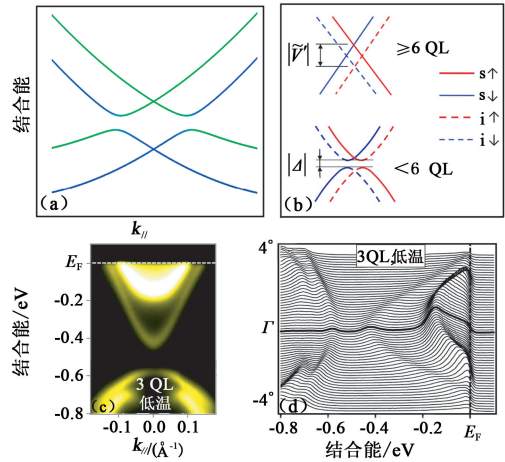


图6 (a) 理论计算的5QL薄膜的表面态实空间分布图(绿色实线表示位于上表面的表面态,蓝色实线表示位于界面处的表面态);(b)厚度大于或等于6QL(上图)和小于6QL(下图)的薄膜表面态结构示意图($s \uparrow$ 和 $s \downarrow$ 分别表示表面处自旋向上和自旋向下的能态, $i \uparrow$ 和 $i \downarrow$ 分别表示界面处自旋向上和自旋向下的能态);(c)低温($\sim 150\text{K}$)条件下测得的3QL薄膜的ARPES能带图;(d)低温($\sim 150\text{K}$)条件下测得的3QL薄膜的ARPES EDC图(图片引自文献[13])

为了进一步理解这个结果,我们在图6(a)中展示了理论计算的5QL Bi_2Se_3 薄膜表面态的实空间的分布.图中绿色和蓝色的实线分别代表位于表面和界面处的表面能带的成分.我们可以看到,能隙之上表面态的外面两支和能隙之下表面态的里面两支主要分布在界面处,而能隙之上表面态的里面两支和能隙之下表面态的外面两支主要分布在表面处.这一结果可以用简单的图像加以解释:如图6(b)所示,在薄膜厚度小于6QL时,原来表面和界面的两个化学势不同的狄拉克型(图6(b)上)的表面态发生了杂化,其结果就是出现了能隙和Rashba型的劈裂(图6(b)下),而所观测到的上表面态外面两支的强度随薄膜厚度增加而变弱,就是因为随着薄膜厚度的增加,界面处的狄拉克表面态渐渐远离

表1 (1)式和(2)式对图4(b)和图4(c)~(f)的拟合参量及相应的Rashba参量 α_R (引自文献[13])

薄膜厚度/QL	E_0/eV	$D/(\text{eV} \cdot \text{\AA}^2)$	Δ/eV	$B/(\text{eV} \cdot \text{\AA}^2)$	$\nu_F/(10^5 \text{ m/s})$	$ \tilde{V} /\text{eV}$	$\alpha_R/(\text{eV} \cdot \text{\AA})$
2	-0.470	-14.4	0.252	21.8	4.71	0	0
3	-0.407	-9.7	0.138	18.0	4.81	0.038	0.71
4	-0.363	-8.0	0.070	10.0	4.48	0.053	1.27
5	-0.345	-15.3	0.041	5.0	4.53	0.057	2.42
6	-0.324	-13.0	0	0	4.52	0.068	2.78

ARPES 的探测深度.

薄膜界面和表面化学势的差别有两种可能性: 其一是由表面和界面不同的环境造成的; 其二是薄膜与衬底电荷转移导致薄膜内部的能带弯曲. 在前一种情况, 表面和界面的化学势的差别随膜厚应该基本不变; 而在后一种情况, 化学势的差别应该随膜厚减小而减小. 从拟合结果还可以看出, 两个表面的化学势差和 Rashba 劈裂随厚度减小而逐渐变小 (见表 1). 对 2QL 的薄膜, 几乎不能辨认出 Rashba 劈裂. 这个结果表明, 主要是衬底诱导的薄膜能带弯曲造成了界面化学势和表面化学势的不同.

半导体表面附近的能带弯曲可以通过表面光伏 (surface photovoltage, SPV) 效应进行调控. 光电子能谱所用的紫外光可以在能带中激发电子-空穴对. 尚未复合的电子和空穴在空间电荷层电场的作用下会在空间中分离, 其结果是原本弯曲的能带会变平^[16,17]. 由于低温下电子-空穴复合效率降低, 因此 SPV 效应在低温的情况下更为显著. 图 6(c) 显示了 3QL 样品在 150K 下 ARPES 测量的结果, 图 6(d) 显示了相应的 EDC 曲线. 我们发现, Rashba 劈裂消失了. 图 5(b) 的实心红色数据点显示了室温和低温下化学势随厚度的变化. 我们发现, 低温下表面化学势随厚度的变化比室温下要小得多. 这证明了 SPV 效应的存在, 并证明了所观测到的 Rashba 自旋轨道劈裂确实是由薄膜的能带弯曲造成的. 由于能带弯曲也可以通过门电压来控制, 这就意味着 Rashba 型的自旋劈裂也可以通过门电压来控制, 这为我们设计一类新型的自旋场效应管器件提供了重要的思路.

现在我们讨论薄膜的拓扑性质. 三维拓扑绝缘体的薄膜既有可能是普通绝缘体, 也有可能是二维拓扑绝缘体. W. Y. Shan 等人提出, 这两种不同的拓扑相会反映在表面态色散关系公式(2)中. 当公式中的 B 和 Δ 具有相同的符号(正号或负号)时, 薄膜为二维拓扑绝缘体; 具有相反符号时, 薄膜为普通绝缘体. 我们的拟合结果(见表 1)表明, 薄膜厚度在 2QL 到 6QL 之间时, B 和 Δ 为同号, 似乎都处于二维拓扑绝缘体的相. 然而由于 ARPES 只能反映能隙的大小而不是符号的差异, 上面的判断并不是决定性的. 利用输运测量是否存在量子自旋霍尔效应, 或者利用 STM 测得是否存在边界态可以用来证明这些薄膜是否为二维拓扑绝缘体.

4 总结与展望

我们利用分子束外延技术, 成功地在 6H-SiC (0001) 外延双层石墨烯衬底上生长出高质量的拓扑绝缘体 Bi_2Se_3 单晶薄膜, 并通过对生长条件的控制, 实现了对其层厚的精确控制. 通过原位的 ARPES 研究, 我们发现了在薄膜厚度小于 6QL 时, Bi_2Se_3 薄膜上下两个狄拉克表面态的杂化所导致的能隙, 并观测到由于两个表面化学势不同所导致的 Rashba 型自旋轨道劈裂. MBE 生长的量子薄膜也在 Bi_2Te_3 ^[18] 和 Sb_2Te_3 ^[19] 材料中实现, 并观测到类似的有限尺寸效应.

拓扑绝缘体的量子薄膜的实现为探索诸多量子现象提供了材料基础. 例如, 如果通过在材料中掺入磁性杂质, 将铁磁序引入 Bi_2Se_3 拓扑绝缘体量子薄膜, 将有可能观测到人们长期探寻的量子化反常霍尔效应. 这意味着不需要外磁场就可以观察到量子霍尔效应, 并将很容易地应用到电子器件之中. 此外, 人们还在拓扑绝缘体量子薄膜中预言了巨大的热电效应和激子凝聚等现象. 拓扑绝缘体薄膜的这些独特的性质加上其电子、自旋结构和拓扑性质的可调控性, 使其无论是在拓扑绝缘体相关问题的基础研究方面, 还是在未来的应用方面, 都具有重要的意义.

参考文献

- [1] Qi X L *et al.* Phys. Today, 2010, 63:33
- [2] Hasan M Z *et al.* Rev. Mod. Phys., 2010, 82:3045
- [3] Bernevig B A *et al.* Science, 2006, 314:1757
- [4] Konig M *et al.* Science, 2007, 318:766
- [5] Fu L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 98:106803
- [6] Hsieh D *et al.* Nature, 2008, 452:970
- [7] Zhang H J *et al.* Nat. Phys., 2009, 5:438
- [8] Xia Y *et al.* Nat. Phys., 2009, 5:398
- [9] Linder J *et al.* Phys. Rev. B, 2009, 80:205401
- [10] Liu C X *et al.* Phys. Rev. B, 2010, 81:041307(R)
- [11] Lu H Z *et al.* Phys. Rev. B, 2010, 81:115407
- [12] Song C L *et al.* Appl. Phys. Lett., 2010, 97:143118
- [13] Zhang Y *et al.* Nat. Phys., 2010, 6:584
- [14] Bychkov Y A *et al.* JETP Lett., 1984, 39:78
- [15] Shan W Y *et al.* New J. Phys., 2010, 12:043048
- [16] Demuth J E *et al.* Phys. Rev. Lett., 1986, 56:1408
- [17] Alonso M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1990, 64:1947
- [18] Li Y Y *et al.* Adv. Mater., 2010, 22:4002
- [19] Wang G *et al.* Nano Res., 2010, 3:874