

拓扑绝缘体  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  薄膜中的线性磁阻

关童 滕静 吴克辉 李永庆

Linear magnetoresistance in topological insulator  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  thin films

Guan Tong Teng Jing Wu Ke-Hui Li Yong-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 077201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.077201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.077201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

磁场中的拓扑绝缘体边缘态性质

Edge mode of InAs/GaSb quantum spin hall insulator in magnetic field

物理学报.2015, 64(9): 097302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.097302>

扶手椅型石墨烯介观环中的持续电流

Persistent currents in mesoscopic graphene rings with armchair edges

物理学报.2015, 64(1): 017302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.017302>

拓扑绝缘体  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  中层堆垛效应的第一性原理研究

Stacking effects in topological insulator  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ : a first-principles study

物理学报.2014, 63(18): 187303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.187303>

拓扑绝缘体  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  的热膨胀系数研究

Research of thermal expansion coefficient of topological insulator  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$

物理学报.2014, 63(11): 117301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.117301>

在预刻蚀的衬底上通过分子束外延直接生长出拓扑绝缘体薄膜的微器件

Growth of micro-devices of topological insulator thin films by molecular beam epitaxy on substrates pre-patterned with photolithography

物理学报.2014, 63(2): 027303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.027303>

专题: 表面低维结构的电子态调控

拓扑绝缘体  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  薄膜中的线性磁阻\*关童 滕静<sup>†</sup> 吴克辉 李永庆

(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

(2015年1月6日收到; 2015年2月11日收到修改稿)

本文报道了拓扑绝缘体  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  薄膜中线性磁阻问题的系统性研究工作. 此体系中, 线性磁阻在很宽的温度和磁场范围内出现: 磁场高达 18 T 时磁阻仍没有饱和趋势, 并且当温度不高于 50 K 时, 线性磁阻的大小对温度的变化不敏感. 栅压调控化学势可明显改变线性磁阻的大小. 当化学势接近狄拉克点时, 线性磁阻最为显著. 这些结果说明电荷分布的不均匀性是引起该材料线性磁阻的根源.

关键词: 拓扑绝缘体, 薄膜, 线性磁阻

PACS: 72.15.Gd, 73.23.-b, 73.43.Qt

DOI: 10.7498/aps.64.077201

## 1 引言

按照传统理论, 闭合费米面材料的磁阻在低磁场 ( $B$ ) 下与  $B$  的二次方成正比, 在高磁场下达到饱和<sup>[1]</sup>. 早在 1928 年, Kapitza 在 Bi 中就观测到了线性磁阻<sup>[2]</sup>. 这个现象可用 1969 年 Abrikosov 提出的一个理论加以解释, 其核心是低浓度的电子体系在高磁场中只有最低的朗道能级被占据, 即电子输运处于量子极限之下<sup>[3]</sup>. 线性磁阻引起更广泛的研究兴趣则是在 1997 年 Xu 等报道了  $\text{Ag}_2\text{Te}$  中的线性磁阻之后<sup>[4]</sup>. 由于这类材料中的线性磁阻可在很宽的磁场和温度范围内出现, 上述量子极限条件不能被满足. 为此, Abrikosov 又提出了一个新的量子线性磁阻模型来解释这一现象. 该模型有两个基本假设: 1) 无序导致窄能隙半导体的能谱变成具有线性色散的无能隙系统; 2) 所有电子都处于最低的朗道能级<sup>[5]</sup>. 然而, Parish 和 Littlewood(PL) 在 2003 年提出了一个经典模型, 也能解释 Xu 等观测到的线性磁阻. 在 PL 模型中, 电子输运用一个经典电阻网络来模拟, 电导率(或迁移率)分布的不均匀性可导致线性磁阻<sup>[6]</sup>. 这两种模型都获得了一定的实

验支持<sup>[7]</sup>.

过去十年里涌现出大量的狄拉克材料(如石墨烯<sup>[8]</sup>、拓扑绝缘体<sup>[9,10]</sup>). 由于其电子态具备真正的线性色散关系, 人们自然期待它们会更有利于观测 Abrikosov 预言的量子线性磁阻. 的确, 这类材料中的线性磁阻已有不少报道<sup>[11-26]</sup>, 特别是拓扑绝缘体中的线性磁阻在过去几年中受到了大量关注. 一些研究试图把线性磁阻与拓扑绝缘体表面态电子的线性色散相关联<sup>[14,16-19,23]</sup>, 但也有不少工作指出样品中无序<sup>[15,20,24,25]</sup>或者位相相干运输的影响不可忽略<sup>[21,22]</sup>. 目前, 关于拓扑绝缘体的线性磁阻的机理还没有找到一种被广泛认可的机理, 这也归结为现有拓扑绝缘体材料中电子输运的复杂性, 例如: 体电子和表面态电子有可能共存、上下表面化学势的不一致、众多朗道能级被占据、表面和界面的无序及不均匀性导致的电势涨落和散射, 以及窄能隙体系中的各种热激活过程等等. 这些原因造成澄清拓扑绝缘体的线性磁阻机理要比石墨烯体系更具挑战性.

在本篇论文中, 我们报道了在三元拓扑绝缘体  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$  薄膜材料中观察到的线性磁阻现象, 并对其产生机理进行了深入的分析论证.

\* 国家自然科学基金(批准号: 91121003, 11374337)、国家重点基础研究发展计划(973计划)(批准号: 2012CB921703)和中国科学院资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: jteng@iphy.ac.cn

25 mK 时  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  的磁阻在高磁场下为线性, 一直延伸到 18 T 而未呈现任何饱和趋势. 样品的载流子可以通过背底栅极电压 (栅压) 的调节, 从 n 型转变为 p 型, 此过程中线性磁阻一直存在. 变温实验显示, 在 2—50 K 的很大温度范围内, 零偏压下的磁阻均为线性. 通过对实验数据的详细分析, 我们认为电荷分布的不均匀性是  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  线性磁阻的最可能来源.

## 2 实验方法与结果

二元拓扑绝缘体  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  由于各种缺陷的存在导致其体并不绝缘, 输运性质中体态贡献很大, 所以我们采用了三元  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$  薄膜样品, 通过调节 Bi 和 Sb 的配比, 可以实现费米能级从体价带到导带的连续调控 [27,28]. 根据我们以前的工作, 载流子浓度最低的 Bi-Sb 配比约为 0.5 : 0.5. 这时, 体绝缘性较好, 表面态电导在总电导中占主要部分 [20].

我们利用分子束外延方法在 300  $\mu\text{m}$  厚的 Sr-TiO<sub>3</sub>(111) (简称为 STO) 单晶衬底上外延生长了 15 nm 厚的  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  薄膜样品. STO 材料具有非常大的介电常数, 低温下介电常数大于  $10^4$  [29,30]. 图 1 (a) 画出了 300  $\mu\text{m}$  厚的 STO(111)

单晶衬底零偏压下电容值对温度的依赖关系. 随着温度的降低, 电容值快速增大, 在 2 K 下达到了 8 nF, 具有很强的载流子调节能力 [31,32]. 图 1 (b) 为在 STO 介电层两侧的平行极板上加偏压时电容值随偏压的变化曲线, 从图中可得出 STO 的电容值随偏压改变呈现出非线性的变化趋势. 在低偏压下电容值较大, 单位电压的变化对应着较高的电荷转移量; 而在高偏压下电容值较小, 例如 100 V 偏压时电容值远小于零偏压的电容值, 变化单位电压时电荷产生的转移量会少一些. 我们利用图 1 (b) 计算了不同偏压下载流子浓度相对于零偏压时的改变量  $\Delta n_s$ , 如图 1 (c) 所示. 在  $\pm 100$  V 时, 相对于零偏压, 载流子的调节能力大于  $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .

我们利用离子束刻蚀工艺将薄膜样品加工成标准的霍尔条形结构, 利用 Cr/Au 薄膜制作出具有良好欧姆接触的电极. 然后在 STO 衬底背面蒸镀 Cr/Au 薄膜作为背栅电极. 器件最终结构如图 1 (d) 所示. 最后, 我们按照图中所示的电路用标准的锁相测量技术进行输运性质的表征, 同时用电压源表 Keithley 2400 在衬底背面的 Cr/Au 薄膜上施加电压  $V_G$  作为栅极电压. 文中温度  $T=25 \text{ mK}$  的实验数据是在一台配有 18 T 超导磁体的稀释制冷机中测得. 其他温度的数据在一台配有 8 T 磁场的 Oxford <sup>3</sup>He 制冷机中测得.

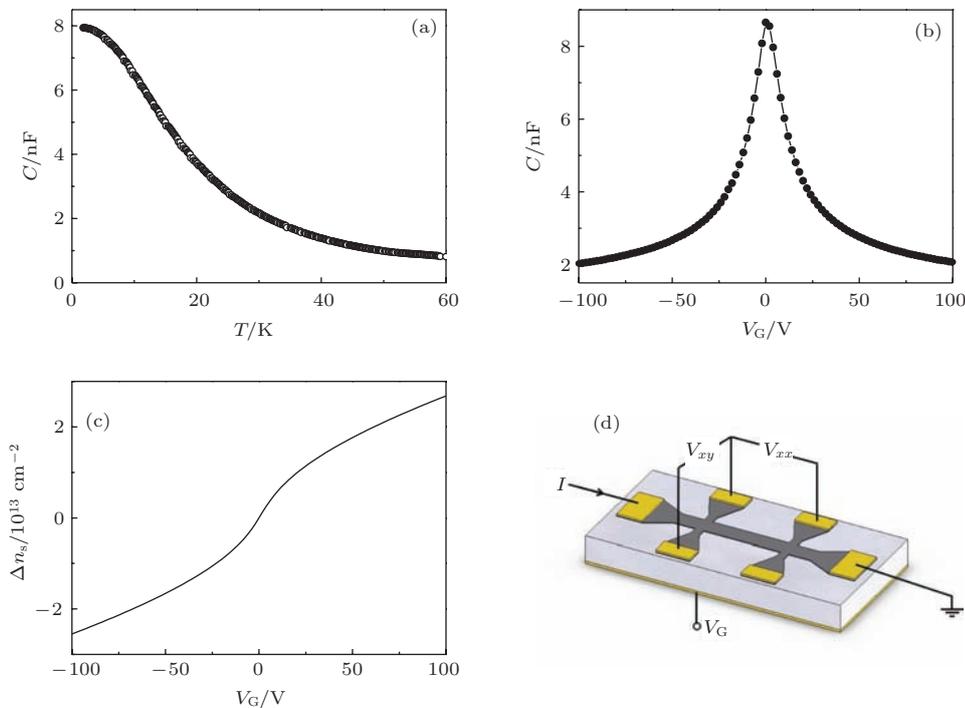


图 1 (a)—(c) 低温 STO 电容值的测量 (介电层为 300  $\mu\text{m}$  厚的 STO(111) 单晶, 两侧极板正对面积为 3  $\text{mm}^2$ ) (a) 零偏压下 STO 电容值的温度依赖关系; (b) 0.3 K 下 STO 电容值随偏压变化的曲线; (c) 由 (b) 图得到的载流子浓度相对于零偏压时的改变量  $\Delta n_s$  随偏压变化的曲线; (d) 300  $\mu\text{m}$  STO(111) 衬底上生长的薄膜样品栅压调控的霍尔器件示意图

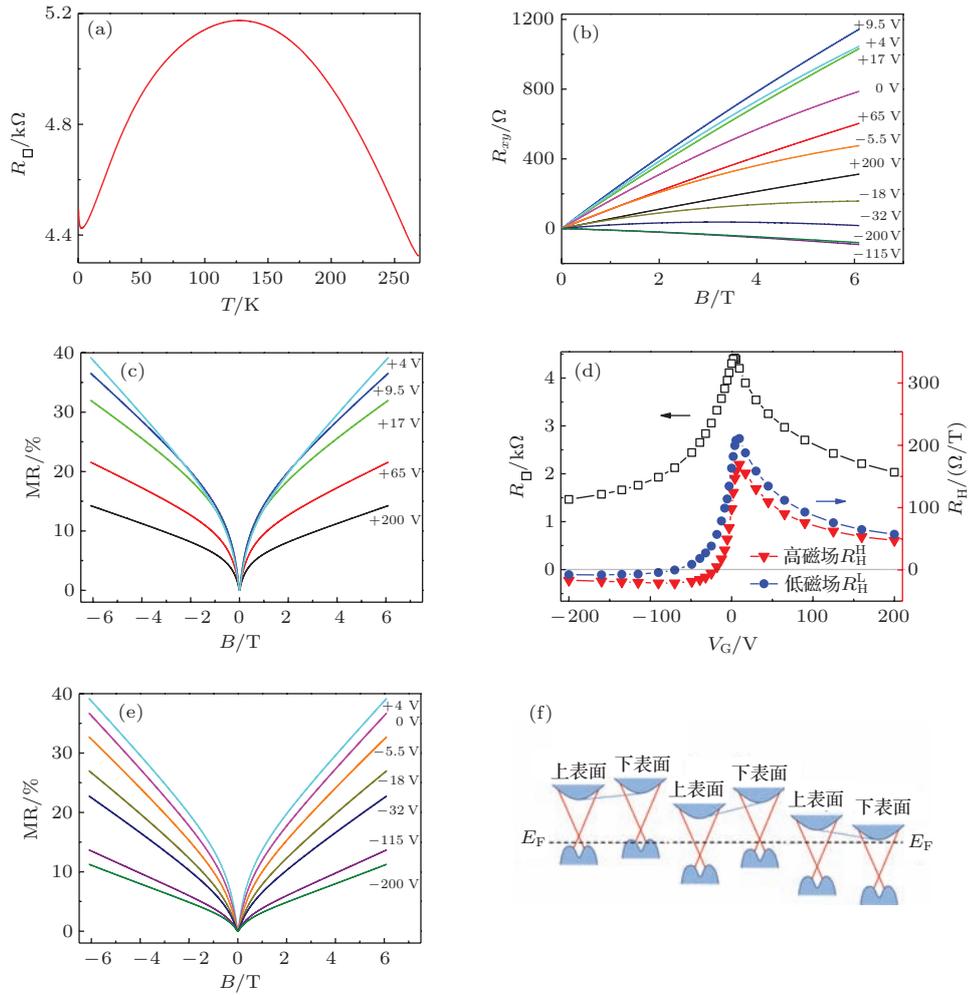


图2 15 nm厚的 $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$ 样品的输运性质(霍尔条宽度为 $400\ \mu\text{m}$ , 测量温度为 $T = 2\ \text{K}$ ) (a) 未加栅压时的薄膜纵向电阻(即每个方块的薄膜电阻) $R_{\square}$  随温度的变化曲线; (b) 薄膜在不同栅压下的霍尔电阻( $R_{xy}$ ) 随磁场的变化曲线, 正磁场下 $R_{xy}$  值为正对应于载流子为电子; (c) 和 (e) 为不同栅压下的磁阻MR曲线, 定义 $\text{MR} = (R_{\square}(B) - R_{\square}(0))/R_{\square}(0)$ ; (d) 零磁场下的纵向电阻 $R_{\square}$  (空心方块) 以及高磁场(5.5—6 T)下霍尔系数 $R_{\text{H}}^{\text{H}}$  (实心三角形) 和低磁场( $\pm 0.5\ \text{T}$ ) 下霍尔系数 $R_{\text{H}}^{\text{L}}$  (实心圆) 的偏压依赖关系.  $-R_{\text{H}}$  值为正对应于载流子为电子; (f) 不同栅压下薄膜的能带结构示意图, 和 (d) 图中的高正偏压区域、 $R_{\text{H}}$  两极值之间区域、高负压偏区域三部分上下对应

图2(a)为零偏压下的薄膜电阻随温度变化的曲线. 温度从270 K降低到125 K, 薄膜电阻随着温度的下降而显著上升, 这是由于体内与杂质能级有关的载流子随温度的降低而被冻结, 不再参与导电. 温度低于125 K时, 电阻值随温度降低而下降, 这可以归因于表面态的金属性行为, 即随着温度下降电声子散射减弱. 2 K以下的电阻上升则来自于电子-电子相互作用<sup>[17,33,34]</sup>.

我们在2 K温度下测量了一系列栅压下样品的纵向电阻 $R_{\square}$ 和霍尔电阻 $R_{xy}$ 随磁场变化的曲线. 栅压从 $V_{\text{G}} = +200\ \text{V}$ 逐渐调节到 $-200\ \text{V}$ , 典型的霍尔电阻 $R_{xy}$ 曲线总结在了图2(b)中. 随着栅压从 $+200\ \text{V}$ 逐渐降低,  $R_{xy}$ 值快速上升, 并在 $+9.5\ \text{V}$ 达到极大值. 随后 $R_{xy}$ 值逐渐减小, 并变

为负值, 在 $V_{\text{G}} = -115\ \text{V}$ 时 $R_{xy}$ 达到负方向的极大值, 并在整个正磁场区间内均为负值. 栅压小于 $-115\ \text{V}$ 时,  $|R_{xy}|$ 值又开始减小. 我们由图2(b)的5.5—6 T的各条霍尔电阻曲线按 $dR_{xy}/dB$ 算出了高磁场下的霍尔系数 $R_{\text{H}}^{\text{H}}$ , 又由 $\pm 0.5\ \text{T}$ 以内的各条霍尔电阻曲线按 $dR_{xy}/dB$ 算出了低磁场下的霍尔系数 $R_{\text{H}}^{\text{L}}$ , 并将这些霍尔系数值随偏压的变化关系画在了图2(d)中. 值得注意的一点是高磁场下的霍尔系数 $R_{\text{H}}^{\text{H}}$ 和低磁场下的霍尔系数 $R_{\text{H}}^{\text{L}}$ 在所有栅压下均不相等, 这说明在所有栅压下样品内均存在着不止一种载流子. 因此, 文献中经常出现此类问题: 用单一霍尔系数来表征栅压调控效应的做法会使一些电子态变化的细节被忽略<sup>[27]</sup>. 高磁场的霍尔系数存在着两个极值, 分别

在  $V_G = +9.5$  V 和  $V_G = -70$  V; 而低磁场下的霍尔系数只有  $V_G = +9.5$  V 一个极大值, 而在负栅压方向没有达到霍尔系数的极小值. 从 +200 V 到 -200 V, 低磁场和高磁场下的霍尔系数都从负值变为正值, 说明通过改变栅压可以将整个样品的载流子从 n 型调节到 p 型.

我们定义磁阻  $MR = (R_{\square}(B) - R_{\square}(0)) / R_{\square}(0)$ , 其中  $R_{\square}(B)$  和  $R_{\square}(0)$  分别是磁场值为  $B$  和零磁场下的纵向电阻, 将不同栅压下的典型的 MR 曲线总结在图 2(c) 和 (e) 中. 磁阻的极大值在  $V_G = +4$  V 处, 从 +200 V 到 +4 V, 磁阻单调上升; 从 +4 V 到 -200 V, 磁阻单调下降. 磁阻极大值对应的栅压  $V_G = +4$  V 位于高磁场霍尔系数的两个极值对应

的栅压之间, 靠近正方向的极值栅压 +9.5 V.

由于  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  薄膜有一定的厚度 (15 nm), 单一栅压调节对上下表面的影响是不同的, 会造成能带弯曲, 如图 2(f) 所示. 栅压从 +200 V 逐渐向 -200 V 调节时, 薄膜的费米能级被拉低. 随着栅压的下降费米能级逐渐向价带方向移动, 下表面费米能级首先通过狄拉克点, 下表面出现空穴, 而上表面费米能级仍在狄拉克点以上, 此时样品中会同时存在电子和空穴两种载流子, 即处于双极性输运区域. 栅压继续下降, 上下表面的费米能级都被拉低到狄拉克点以下, 样品中载流子主要为 p 型空穴. 在栅压位于高场霍尔系数两个极值栅压之间的区域, 上下表面处的费米能级均位于带隙内.

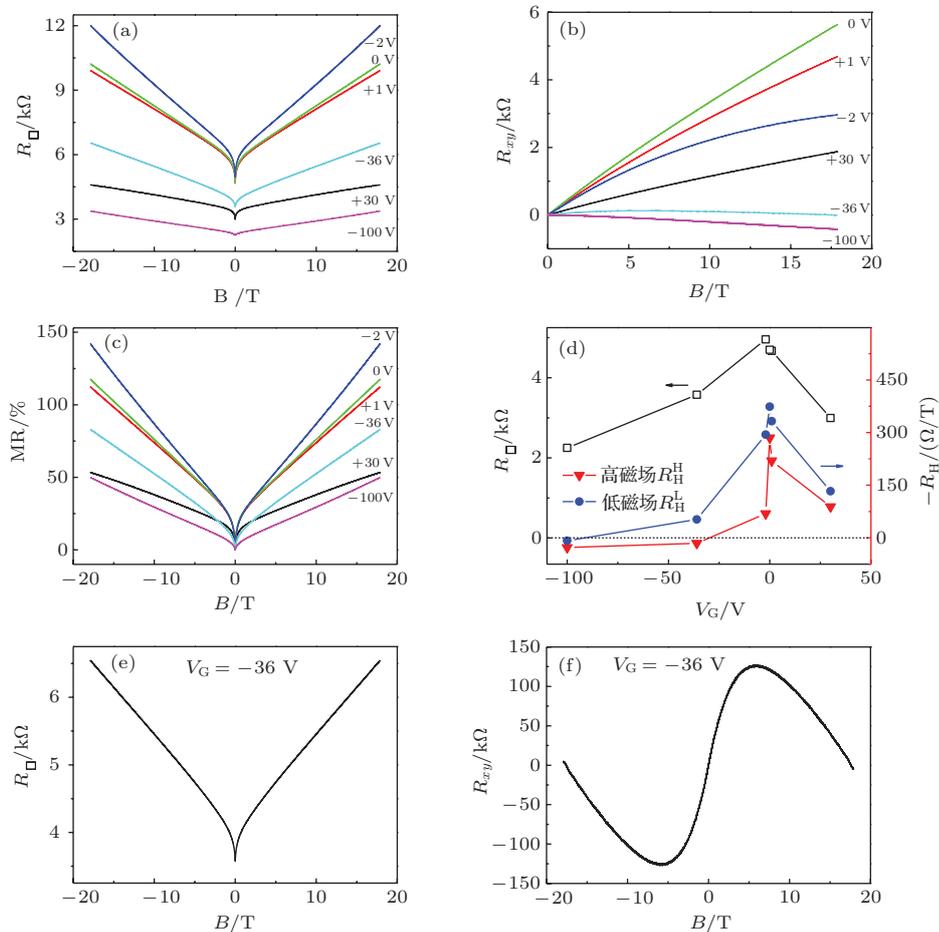


图 3  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  样品在 25 mK 下的输运性质 (a) 和 (b) 分别为不同栅压下的薄膜纵向电阻  $R_{\square}$  和霍尔电阻  $R_{xy}$  随磁场的变化关系; (c) 不同栅压下磁阻 MR 曲线; (d) 零磁场下的纵向电阻  $R_{\square}$  (空心方块) 以及高磁场 (15—18 T) 下霍尔系数  $R_{\text{H}}^{\text{H}}$  (实心三角形) 和低磁场 ( $\pm 0.5$  T) 下霍尔系数  $R_{\text{H}}^{\text{L}}$  (实心圆) 的栅压依赖关系; (e) 和 (f) 分别为  $V_G = -36$  V 时的  $R_{\square}$  和  $R_{xy}$  随磁场的变化关系

经过 2 K 下的样品基本输运性质表征后, 我们对样品在更低温度和更高磁场下的磁阻性质进行了更详细的测量. 图 3(a) 是样品在 25 mK、 $\pm 18$  T 磁场下的磁阻曲线, 从图中可以看出, 所

有磁阻曲线均具有两个非常明显的特征, 低磁场下的尖谷和高磁场下的线性磁阻. 低磁场下的谷是反弱局域造成的 [17,31,35]. 在高磁场下所有栅压下的磁阻曲线均为线性, 一直延伸到 18 T.

为了便于对比, 我们将所有的磁阻曲线按公式  $MR = (R_{\square}(B) - R_{\square}(0))/R_{\square}(0)$  转化成 MR 曲线画在图 3(c) 中. 图中所有曲线的线性磁阻都从小于 2 T 一直延伸到 18 T, 没有饱和的趋势. MR 的极大值在  $V_G = -2$  V 处, 即  $R_{\square}(0)$  最大的位置. 栅压增大或者减小, MR 的值都逐渐减小.

图 3(b) 中 25 mK 下的霍尔电阻曲线和 2 K 下的类似, 所有曲线均不是直线, 对应着样品内多种载流子的存在. 我们选取  $V_G = +30$  V, 0 V,  $-100$  V 三条比较线性的曲线, 利用单一能带模型近似估算载流子浓度和迁移率.  $+30$  V 处的电子浓度为  $7.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , 迁移率为  $296 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ; 0 V 处的电子浓度为  $2.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , 迁移率为  $606 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ;  $-100$  V 处的空穴浓度为  $2.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , 迁移率为  $122 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ . 在  $V_G = 0$  V 处样品的载流子浓度很低, 不同栅压下样品整体的迁移率都很低. 总体来看, 栅极电压从  $+30$  V 降低到  $-100$  V, 样品的性质得到了大范围的调控, 零场下薄膜纵向电阻  $R_{\square}$  从最小值 2.25 k $\Omega$  到最大值 4.95 k $\Omega$  变化了 2 倍, 整个样品载流子从 n 型变为了 p 型, 不同栅压下的载流子浓度和迁移率也有很大的变化. 但无论样品性质如何随栅压发生改变, 线性磁阻一直存在.

我们将  $V_G = -36$  V 的磁阻和霍尔电阻随磁场变化的曲线单独画在图 3(e) 和 (f) 中. 图 3(f) 中的霍尔电阻曲线呈现明显的 S 形, 低磁场和高磁场下的霍尔系数反号, 说明有两种或多种不同浓度和迁移率的载流子共存, 而且至少有一种电子和一种空穴. 电子的浓度较低, 迁移率较高; 空穴的浓度较高, 迁移率较低.

栅压在双极性区域时,  $R_{\square}$  得到极大值, 这时费米能级穿过体带隙, 体变得绝缘, 对运输的贡献变小. 样品近似认为被分割成两个独立的导电通道: 上下表面态 [20,36]. 基于以前的角分辨光电子谱测量, 这个组分下的三元样品的狄拉克点位置接近甚至低于体的价带顶 [27,28], 所以在  $R_{\square}$  达到极大值后, 向负方向调节栅压, 即将费米能级在带隙中的位置调低时, 考虑到能带弯曲, 很难避免样品体内空穴的存在——至少在下表面附近会出现体载流子和表面态载流子共存的情况. 而且最近的理论工作表明在补偿掺杂的材料体内会存在杂质能级 [37], 杂质能级内也会填充载流子, 因此材料内会出现于多种载流子共存的情况.

最后, 我们又测量了栅压为 0 V 的情况下, 不

同温度的磁阻和霍尔电阻随磁场的变化关系, 如图 4 所示. 从图 4(a) 不同温度的磁阻曲线可明显看出线性磁阻在 2 K 到 50 K 的温度范围内一直存在. 随着温度的升高, 反弱局域逐渐减小,  $\pm 1$  T 内的曲线逐渐由反弱局域产生的尖谷变成非常平滑的抛物线形状. 到 50 K 后反弱局域产生的谷完全消失, 而高场 (1—8 T) 下依旧是线性磁阻. 由图 4(b), 随着温度的升高, 曲线整体的霍尔系数逐渐减小, 这说明样品内载流子浓度逐渐增大. 此外, 温度升高时, 高场霍尔系数的变化更大, 这说明样品中至少有两种载流子, 并且高温时较低迁移率的载流子浓度随温度升高增长较快. 有趣的是, 在这个很宽的温度范围内, 线性磁阻的幅度变化不大. 这意味着较高温度时热激活带来的载流子 (导带电子或杂质带) 与线性磁阻的关系不大.

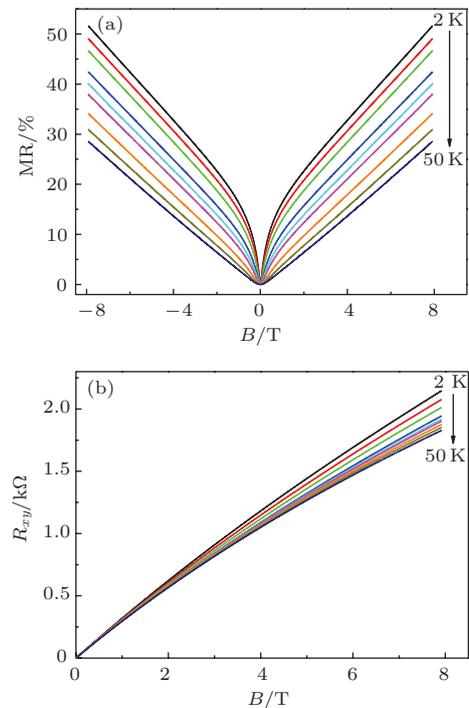


图 4  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  样品在零偏压下的磁阻 MR (a) 和霍尔电阻  $R_{xy}$  (b) 随磁场的变化关系. 测量温度分别为 2 K, 3 K, 5 K, 10 K, 15 K, 20 K, 30 K, 40 K, 50 K (从上到下)

综合全部的实验数据, 我们可以对  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  中的线性磁阻现象有一个更清晰的认识. 1) Abrikosov 量子线性磁阻模型的要求为: 在线性色散的无能隙系统中, 载流子只占据在最低朗道能级 [5]. 对于  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  样品,  $T=25$  mK 不同栅压下, 样品的载流子为电子或空穴, 浓度从  $2.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  到  $2.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , 均可观测

到线性磁阻现象. 在高载流子浓度下, 需要很高的磁场才能满足所有载流子全部填充在最低朗道能级这个条件, 而 25 mK 下的所有磁阻曲线的线性磁阻均从小于 2 T 一直延伸到 18 T, 所以 Abrikosov 的量子线性磁阻模型不能解释这一现象. 同时, 线性色散的无能隙系统对应于拓扑绝缘体的表面态, 而  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  薄膜样品的体态不绝缘, 上下表面的表面态之间的耦合, 表面态与体态间的耦合都对磁阻有着不可忽略的贡献<sup>[36]</sup>, 线性磁阻现象也并不仅仅是表面态产生的. 2012 年 Wang 等对拓扑绝缘体提出了另一个量子线性磁阻模型, 认为电子占据多个朗道能级同样可以产生线性磁阻现象<sup>[38]</sup>. 但这个模型也只考虑了表面态, 忽略了体态的电导贡献, 对于我们的  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  体系并不适用.

2) 有文献认为线性磁阻是位相相干输运参与造成的<sup>[21,22]</sup>, 高磁场的线性磁阻是相位相干部分 (和 B 的对数成正比) 和经典部分 (和磁场的二次方成正比) 相互竞争的结果, 整个磁场范围的磁阻曲线可用 HLN(Hikami-Larkin-Nagaoka) 公式来描述. 对于  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  样品, 随着温度的升高, 薄膜样品中载流子的退相干长度变短, 磁阻曲线上反弱局域产生的尖谷也逐渐消失, 图 4(a) 中 50 K 磁阻曲线上低场下反弱局域造成的谷已完全消失, 而此时线性磁阻现象仍然存在, 由此可以排除相位相干输运的影响.

3) Parish 和 Littlewood (PL) 提出的经典模型认为电导率 (或迁移率) 分布的不均匀性可导致线性磁阻. 电荷分布的不均匀性在很多材料中普遍存在. 在与拓扑绝缘体相似的体系石墨烯中, 实验上也观察到了电子和空穴小洼坑 (puddle) 的存在, 由此证实了石墨烯材料中的电荷分布不均匀性<sup>[39]</sup>.  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  样品在低温下的载流子浓度和迁移率均很低; 最近的光电流成像实验证明这种用补偿掺杂的样品中存在着较大的长程电势涨落<sup>[40]</sup>. 其可能来源有: 衬底与拓扑绝缘体界面的不完美、样品内部的杂质势以及样品暴露大气带来的表面氧化和吸附水等会引起表面掺杂效应等. 当化学势被调控到双极性区域 (或狄拉克点附近) 时, 较大的线性磁阻与这种无序机理相一致: 这是由于较低的载流子浓度对电势涨落的屏蔽作用较弱而导致. 综上所述, PL 模型更符合  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  材料的情况, 电荷分布的不均匀性是样品线性磁阻的最可能来源.

### 3 结 论

对  $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$  薄膜的系统性测量数据呈现了该体系显著的线性磁阻现象. 背底栅极的化学势调控成功地将薄膜样品的载流子从 n 型调节到 p 型; 不同栅压下薄膜的磁阻均为线性, 一直延伸到 18 T 仍无任何饱和趋势. 变温实验显示: 零偏压下的薄膜磁阻在很大温度范围内均为线性. 对实验结果的详细分析排除了量子模型和位相相干输运模型, 证明电荷分布的不均匀性是该体系线性磁阻的最可能起源.

我们感谢何小月博士在样品生长方面的努力. 我们也感谢 Florida State University 的熊鹏教授以及美国 National High Magnetic Field Laboratory 对本工作的支持.

### 参考文献

- [1] Pippard A B 1989 *Magnetoresistance in metals* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [2] Kapitza P 1928 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **119** 358
- [3] Abrikosov A A 1969 *JETP* **29** 746
- [4] Xu R, Husmann A, Rosenbaum T F, Saboungi M -L, Enderby J E, Littlewood P B 1997 *Nature* **390** 57
- [5] Abrikosov A A 1998 *Phys. Rev. B* **58** 2788
- [6] Parish M M, Littlewood P B 2003 *Nature* **426** 162
- [7] Hu J S, Rosenbaum T F 2008 *Nat. Mater.* **7** 97
- [8] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Zhang Y, Dubonos S V, Grigorieva I V, Firsov A A 2004 *Science* **306** 666
- [9] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [10] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [11] Cho S, Fuhrer M S 2008 *Phys. Rev. B* **77** 081402
- [12] Ping J L, Yudhistira I, Ramakrishnan N, Cho S, Adam S, Fuhrer M S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 047206
- [13] Jia Z Z, Zhang R, Han Q, Yan Q J, Zhu R, Yu D P, Wu X S 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 143103
- [14] Qu D X, Hor Y S, Xiong J, Cava R J, Ong N P 2010 *Science* **329** 821
- [15] Zhang G H, Qin H J, Chen J, He X Y, Lu L, Li Y Q, Wu K H 2011 *Adv. Funct. Mater.* **21** 2351
- [16] Tang H, Liang D, Qiu R L J, Gao X P A 2011 *ACS Nano* **5** 7510
- [17] Wang J, DaSilva A M, Chang C Z, He K, Jain J K, Samarth N, Ma X C, Xue Q K, Chan M H W 2011 *Phys. Rev. B* **83** 245438
- [18] He H T, Li B K, Liu H C, Guo X, Wang Z Y, Xie M H, Wang J N 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 032105
- [19] Gao B F, Gehring P, Burghard M, Kern K 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 212402

- [20] He X Y, Guan T, Wang X X, Feng B J, Cheng P, Chen L, Li Y Q, Wu K H 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 123111
- [21] Zhang S X, McDonald R D, Shekhter A, Bi Z X, Li Y, Jia X Q, Picraux S T 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 202403
- [22] Assaf B A, Cardinal T, Wei P, Katmis F, Moodera J S, Heiman D 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 012102
- [23] Zhao Y F, Chang C Z, Jiang Y, DaSilva A M, Sun Y, Wang H C, Xing Y, Wang Y, He K, Ma X C, Xue Q K, Wang J 2013 *Sci. Rep.* **3** 3060
- [24] Tian J F, Chang C Z, Cao H L, He K, Ma X C, Xue Q K, Chen Y P 2014 *Sci. Rep.* **4** 4859
- [25] Wang Z H, Yang L, Li X J, Zhao X T, Wang H L, Zhang Z D, Gao X P A 2014 *Nano Lett.* **14** 6510
- [26] Wang H C, Liu H W, Chang C Z, Zuo H K, Zhao Y F, Sun Y, Xia Z C, He K, Ma X C, Xie X C, Xue Q K, Wang J 2014 *Sci. Rep.* **4** 5817
- [27] Kong D S, Chen Y L, Cha J J, Zhang Q F, Analytis J G, Lai K J, Liu Z K, Hong S S, Koski K J, Mo S K, Hussain Z, Fisher I R, Shen Z X, Cui Y 2011 *Nat. Nanotech.* **6** 705
- [28] Zhang J S, Chang C Z, Zhang Z C, Wen J, Feng X, Li K, Liu M H, He K, Wang L L, Chen X, Xue Q K, Ma X C, Wang Y Y 2011 *Nat. Commun.* **2** 574
- [29] Neville R C, Hoeneisen B, Mead C A 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 2124
- [30] Caviglia A D, Gariglio S, Reyren N, Jaccard D, Schneider T, Gabay M, Thiel S, Hammerl G, Mannhart J, Triscone J M 2008 *Nature* **456** 624
- [31] Chen J, Qin H J, Yang F, Liu J, Guan T, Qu F M, Zhang G H, Shi J R, Xie X C, Yang C L, Wu K H, Li Y Q, Lu L 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 176602
- [32] Yang W M, Lin C J, Liao J, Li Y Q 2013 *Chin. Phys. B* **22** 097202
- [33] Liu M H, Chang C Z, Zhang Z C, Zhang Y, Ruan W, He K, Wang L L, Chen X, Jia J F, Zhang S C, Xue Q K, Ma X C, Wang Y Y 2011 *Phys. Rev. B* **83** 165440
- [34] Liu Y, Ma Z, Zhao Y F, Meenakshi S, Wang J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 067302
- [35] Chen J, He X Y, Wu K H, Ji Z Q, Lu L, Shi J R, Smet J H, Li Y Q 2011 *Phys. Rev. B* **83** 241304
- [36] Lin C J, He X Y, Liao J, Wang X X, Sacksteder IV V, Yang W M, Guan T, Zhang Q M, Gu L, Zhang G Y, Zeng C G, Dai X, Wu K H, Li Y Q 2013 *Phys. Rev. B* **88** 041307
- [37] Skinner B, Chen T R, Shklovskii B I 2013 *J. Exp. Theor. Phys.* **117** 579
- [38] Wang C M, Lei X L 2012 *Phys. Rev. B* **86** 035442
- [39] Martin J, Akerman N, Ulbricht G, Lohmann T, Smet J H, Klitzing K von, Yacoby A 2008 *Nat. Phys.* **4** 144
- [40] Kastl C, Guan T, He X Y, Wu K H, Li Y Q, Holleitner A W 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 251110

SPECIAL ISSUE—Control of electronic states in surface low-dimensional structures

# Linear magnetoresistance in topological insulator (Bi<sub>0.5</sub>Sb<sub>0.5</sub>)<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> thin films\*

Guan Tong Teng Jing<sup>†</sup> Wu Ke-Hui Li Yong-Qing

(Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences,  
Beijing 100190, China)

( Received 6 January 2015; revised manuscript received 11 February 2015 )

## Abstract

Linear magnetoresistance (LMR) observed in a topological insulator (Bi<sub>0.5</sub>Sb<sub>0.5</sub>)<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> thin film is systematically studied. LMR exists in very large ranges of temperature and magnetic field. It shows no trend toward saturation in the magnetic field of up to 18 T nor temperature dependence. LMR can be changed effectively by tuning the chemical potential through gate voltage. LMR shows a largest value when the chemical potential approaches to the Dirac point. These phenomena indicate that charge inhomogeneity is the origin of the LMR in this material.

**Keywords:** topological insulators, thin film, linear magnetoresistance

**PACS:** 72.15.Gd, 73.23.-b, 73.43.Qt

**DOI:** [10.7498/aps.64.077201](https://doi.org/10.7498/aps.64.077201)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91121003, 11374337), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB921703), and the Chinese Academy of Sciences.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [jteng@iphy.ac.cn](mailto:jteng@iphy.ac.cn)