

三维拓扑绝缘体 antidot 阵列结构中的磁致输运研究

敬玉梅 黄少云 吴金雄 彭海琳 徐洪起

Magnetotransport in antidot arrays of three-dimensional topological insulators

Jing Yu-Mei Huang Shao-Yun Wu Jin-Xiong Peng Hai-Lin Xu Hong-Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 047301 (2018) DOI: 10.7498/aps.20172346

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20172346>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I4>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

三维 a-IGZO 薄膜中的电子-电子散射

Electron-electron scattering in three-dimensional amorphous IGZO films

物理学报.2016, 65(16): 167301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.167301>

紫外光辐照对 TiO<sub>2</sub> 纳米线电输运性能的影响及磁阻效应研究

Electronic transportation properties and magnetoresistance effects on single TiO<sub>2</sub> nanowire under ultra-violet irradiation

物理学报.2016, 65(9): 097301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.097301>

拓扑绝缘体的普适电导涨落

Universal conductance fluctuations of topological insulators

物理学报.2015, 64(9): 097202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.097202>

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>

# 三维拓扑绝缘体 antidot 阵列结构中的磁致输运研究\*

敬玉梅<sup>1)</sup> 黄少云<sup>1)†</sup> 吴金雄<sup>2)</sup> 彭海琳<sup>2)</sup> 徐洪起<sup>1)‡</sup>

1)(北京大学电子学系, 纳米器件物理与化学教育部重点实验室, 量子器件北京市重点实验室, 北京 100871)

2)(北京大学化学与分子工程学院, 分子动态与稳态结构国家重点实验室, 北京分子科学国家实验室, 纳米化学研究中心, 北京 100871)

(2017年10月30日收到; 2017年12月6日收到修改稿)

利用聚焦离子束刻蚀技术在拓扑绝缘体  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  薄膜中刻蚀了纳米尺度的反点 (antidot) 阵列, 并对制作的三个器件进行了系统的电学输运测量研究. 低温下, 所有器件中都观察到明显的弱反局域化效应. 通过对弱反局域化效应的分析, 发现器件一 (Dev-1, 不含有 antidot 阵列) 和器件二 (Dev-2, 含有周期较大的 antidot 阵列) 是始终由一个导电通道主导的量子输运系统, 但在器件三 (Dev-3, 含有周期较小的 antidot 阵列) 中能明确观察到较低温度下存在两个独立的导电通道, 而在较高温度下 Dev-3 表现为由一个导电通道主导的量子输运系统.

**关键词:** 拓扑绝缘体, antidot 阵列, 弱反局域化

**PACS:** 73.23.-b, 72.15.Rn, 73.43.Qt, 62.23.st

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172346

## 1 引言

拓扑绝缘体是一种具有绝缘体态和导电边缘态 (二维体系) 或表面态 (三维体系) 的新量子物态<sup>[1]</sup>. 三维拓扑绝缘体的二维表面态具有无质量、狄拉克色散关系, 受到拓扑保护, 其自旋方向和动量方向始终保持锁定<sup>[2]</sup>. 这些独特的表面态物理性质使三维拓扑绝缘体在研究基础物理现象、自旋电子学和拓扑量子计算领域有重要的应用前景<sup>[3-5]</sup>. 三维拓扑绝缘体表面态的  $\pi$  贝里相位<sup>[6]</sup> 导致的量子相干效应是一项重要的实验研究课题. 受限于块材中较大的体载流子贡献, 要观察到这样的存在于拓扑表面态上的量子相干效应比较困难. 目前, 实验上为增大拓扑表面态对载流子输运的贡献, 主要是在拓扑绝缘体纳米结构, 如纳米薄膜、纳米线、

纳米带中通过磁致输运研究表面态物理特性<sup>[7-11]</sup>. 反点 (antidot) 阵列是具有丰富的输运物理特性的纳米结构<sup>[12]</sup>, 它们既是引入的散射中心, 也是相互连接的干涉圆环<sup>[13]</sup>, 有利于研究体系的量子相干效应. 此外, 引入 antidot 阵列, 进一步增大了拓扑绝缘体的表面积-体积比, 有利于突出拓扑表面态对载流子输运的贡献. 这样的贡献可以通过测量输运中的独立二维导电通道的数量来进行分析. 一般来说, 二维体态对输运总体贡献一个独立通道, 而二维表面态可能与体态耦合, 使得测量得到的通道数偏离理想值, 但也可能独立贡献一到两个独立输运通道, 使得二维导电通道数增加.

本文利用聚焦离子束刻蚀技术在三维拓扑绝缘体  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  薄膜中加工了纳米尺度的 antidot 阵列, 并在低温下对所制作的三个典型器件进行了系统电学输运测量, 研究了引入 antidot 阵列结构

\* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2016YFA0300601, 2016YFA0300802, 2017YFA0303304, 2017YFA0204901) 和国家自然科学基金 (批准号: 91221202, 91421303, 11274021) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: syhuang@pku.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: hqxu@pku.edu.cn

对拓扑绝缘体输运性质的影响. 在低温下, 三个器件都显现出弱反局域化 (weak anti-localization, WAL) 量子相干输运特性. 通过对器件测量数据的理论拟合提取了相关物理参数, 如自旋-轨道耦合长度  $L_{so}$ 、相位相干长度  $L_{\varphi}$  和通道数  $\alpha$  因子, 发现器件一 (Dev-1, 不含有 antidot 阵列) 和器件二 (Dev-2, 含有周期较大的 antidot 阵列) 是始终由一个导电通道主导的量子输运系统, 但在器件三 (Dev-3, 含有周期较小的 antidot 阵列) 中能明确观察到在较低温度下存在两个独立的导电通道, 而在相对较高温区由一个导电通道主导的输运现象. 文中对 Dev-3 中出现两个独立导电通道的可能物理机制, 结合器件结构进行了讨论分析.

## 2 实验

### 2.1 器件制备

实验利用范德瓦耳斯外延法 (van der Waals epitaxy) 在氟晶云母衬底上生长了高质量的拓扑绝缘体  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  薄膜<sup>[14]</sup>, 并采用微纳加工工艺将其制备成如图 1(a) 所示的 Hall bar 器件. 具体工艺步骤如下: 第一步, 利用紫外曝光、电子束蒸发镀膜和剥离工艺, 制作厚度为 5/90 nm 的钛/金电极; 第二步, 通过第二次紫外曝光、氩气等离子体刻蚀工艺, 制作 Hall bar 结构; 第三步, 运用聚焦离子束刻蚀技术在 Hall bar 核心区域 (图 1(a) 中红色虚线框所示区域) 加工 antidot 阵列. 本文测量研究了所制作的三个具有代表性的器件, 即 Dev-1, Dev-2 和 Dev-3. 表 1 列出了这三个测量器件的结构参数, 包括样品厚度  $t$ , Hall bar 长度  $L$ , Hall bar 宽度  $W$ , antidot 特征尺寸如直径  $d$  和两个近邻 antidot 边缘到边缘间距  $a$ . 可以看到三个测量器件的  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  厚度都非常薄. 尤其是 Dev-3 中  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  的厚度仅为 7 nm, 预期测得的电流中由拓扑表面态所贡献的部分与体态所贡献的部分的比值将增

大很多. 另外, 引入 antidot 阵列也会进一步增大拓扑表面态的贡献在测得的电流中的占比. Dev-1 的 Hall bar 区域没有加工 antidot 阵列. Dev-2 中 antidot 的直径  $d = 300$  nm, 两个近邻 antidot 边缘到边缘的间距  $a = 700$  nm, 而 Dev-3 中 antidot 的直径  $d = 100$  nm, 两个近邻 antidot 边缘到边缘的间距  $a = 200$  nm. 显然 Dev-3 中 antidot 的密度大于 Dev-2. 图 1(b) 是 Dev-3 中 antidot 阵列的原子力显微镜 (atomic force microscope, AFM) 图像, 其中的插图更为精细的 AFM 扫描图像.

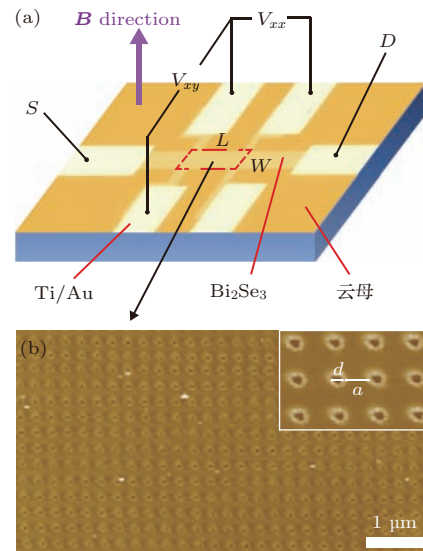


图 1 器件结构及测量电路示意图 (a) Hall bar 器件及测量电路示意图, 顶面 Hall bar 结构和电极图像为实际器件顶视光学显微镜照片, 红色虚线框所示为 Hall bar 核心区, 制作的 antidot 阵列处于这个核心区; (b) Dev-3 中处于 Hall bar 核心区 antidot 阵列的 AFM 图像, 右上角插图为小范围更精细扫描的 AFM 图像

Fig. 1. Schematic illustrations of the device structure and the measurement setup: (a) Device structure and optical microscope photograph of an actual device, the red dashed rectangle area indicates the core region of the Hall bar, in which an antidot array is fabricated; (b) AFM image of the antidot array in the Hall bar of Dev-3, the inset shows a high resolution AFM image in a small scanning area.

表 1 三个代表性测量器件的结构参数及其在  $T = 0.04$  K 时的电学参数

Table 1. Structural parameters of the three representative devices used in this work and their transport properties extracted at  $T = 0.04$  K.

器件编号	$t/\text{nm}$	$L/\mu\text{m}$	$W/\mu\text{m}$	$d/\text{nm}$	$a/\text{nm}$	$n_s/\times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$\mu/\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$
Dev-1	~20	75	75	—	—	3.5	450
Dev-2	~20	75	75	300	700	3.5	200
Dev-3	7	10	5	100	200	6	61

## 2.2 电学测量

制作完成的器件在 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 稀释制冷机(Oxford Triton 200)所提供的极低温环境中进行电学输运测量,制冷机本底温度可达到约10 mK. 测量采用标准的锁相放大技术,同时测量Hall bar的纵向电压 $V_{xx}$ 和横向电压 $V_{xy}$ ,使用的交流激励电流 $I$ 的有效值为50 nA,频率为17 Hz. 根据实验测得的 $V_{xx}$ 和 $V_{xy}$ ,计算得到纵向电阻 $R = V_{xx}/I$ 和横向电阻 $R_{xy} = V_{xy}/I$ ,并提取基本电学参数如层载流子浓度 $n_s$ 和迁移率 $\mu$ (见表1),对器件的磁致输运进行系统的分析研究.

## 3 结果与讨论

表1列出了样品通过霍尔效应测量提取的在低温下( $T = 0.04\text{K}$ )的层载流子浓度和迁移率. 在器件中引入antidot阵列,载流子浓度基本保持不变,而由于antidot导致散射概率增加,器件的迁移率大幅度下降,并与器件中antidot的密度负相关.

图2(a)显示了表1中所列举的3个典型器件的归一化纵向磁致电阻 $\Delta R(B)/R(0)$ 随垂直于样品表面的外加磁场 $B$ 的变化,其中 $\Delta R(B) = R(B) - R(0)$ . 各器件在所测量的磁场范围内都具有随磁场增强而增大的正磁阻现象. 在高磁场区域,Dev-1和Dev-2的磁致电阻都是继续随磁场增强而增大,而Dev-3的磁致电阻却趋于饱和,说明Dev-3中经典磁阻受到抑制,类似的现象也在Bi薄膜的antidot阵列结构中被观测到<sup>[15]</sup>. 在低磁场区域,磁阻随磁场增强而呈对数增大. 图2(b)显示了各器件在低磁场( $|B| < 0.5\text{ T}$ )区域的磁致电导

率 $\Delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0)$ . 可以看到,磁致电导率 $\Delta\sigma(B)$ 随磁场增大而迅速减小,在零磁场附近出现一个显著的电导率峰,显现出典型的WAL效应. 拓扑绝缘体中的WAL效应与表面态电子(以及有强自旋-轨道耦合体态电子)沿时间反演对称路径运动产生的 $\pi$ 贝里相位密切相关<sup>[16,17]</sup>,当施加磁场破坏时间反演对称性时,WAL会受到抑制,所以磁致电导率曲线在零磁场呈现电导率峰的特征. 图2(b)中几条曲线显示的WAL强弱不同,反映了器件中相位相干长度 $L_\varphi$ 不同.

在二维体系中,WAL效应对电导率的量子修正随磁场的变化 $\Delta\sigma(B)$ 通常可以用如下完整形式的Hikami-Larkin-Nagaoka (HLN)理论公式<sup>[18]</sup>进行拟合,

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(B) &= -\alpha \frac{e^2}{\pi h} \left[ \Psi \left( \frac{B_e + B_{so}}{B} + \frac{1}{2} \right) \right. \\ &\quad + \frac{1}{2} \Psi \left( \frac{B_\varphi}{B} + \frac{1}{2} \right) - \frac{3}{2} \Psi \left( \frac{4B_{so}}{3B} + \frac{B_\varphi}{B} + \frac{1}{2} \right) \\ &\quad - \ln \left( \frac{B_e + B_{so}}{B} \right) - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{B_\varphi}{B} \right) \\ &\quad \left. + \frac{3}{2} \ln \left( \frac{4B_{so}}{3B} + \frac{B_\varphi}{B} \right) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

其中, $\Psi(x)$ 是digamma函数, $B_{e,so,\varphi} = \frac{\hbar}{4eL_{e,so,\varphi}^2}$ (下标: e代表弹性散射,so代表自旋-轨道耦合, $\varphi$ 代表相位退相干)是相应散射过程引起的弛豫长度 $L_{e,so,\varphi}$ 的特征磁场, $\alpha$ 表示相互独立的二维导电通道数( $\alpha = 1$ 表示存在一个二维导电通道, $\alpha = 2$ 表示存在两个相互独立的二维导电通道,以此类推).

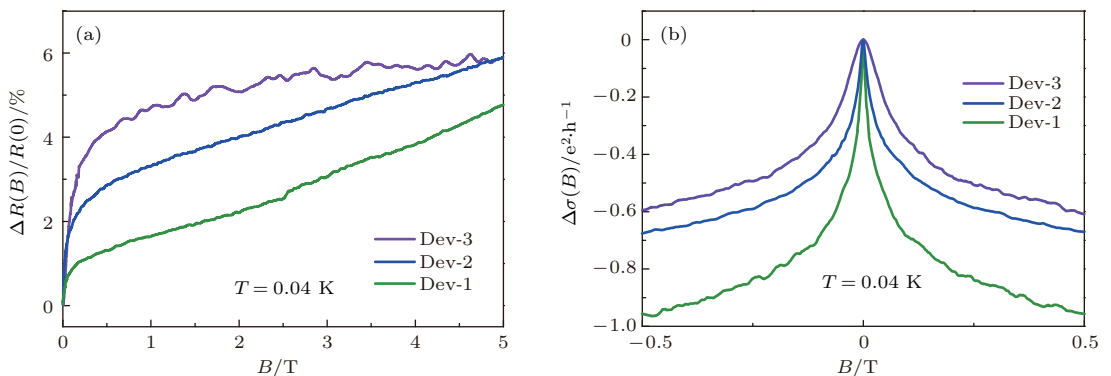


图2 磁致输运特性 (a) 归一化纵向磁致电阻 $\Delta R(B)/R(0)$ 随磁场强度 $B$ 的变化,测量温度为0.04 K; (b) 低磁场区域( $|B| < 0.5\text{ T}$ )的磁致电导率曲线

Fig. 2. Magnetotransport characteristics: (a) Normalized longitudinal magnetoresistance  $\Delta R(B)/R(0)$  as a function of magnetic field  $B$ , measured on the three selected devices at temperature  $T = 0.04\text{ K}$ ; (b) magnetoconductivity curves  $\Delta\sigma(B)$  of the three devices in the low magnetic field region ( $|B| < 0.5\text{ T}$ ) at  $T = 0.04\text{ K}$ .

拟合结果表明, 样品厚度  $t \ll L_\varphi \ll L, W$ , 满足二维相干输运条件, 因此在低磁场范围, 利用 (1) 式对磁致电导率曲线进行拟合, 可以提取重要物理参数如相位相干长度  $L_\varphi$ 、通道数  $\alpha$  因子和自旋-轨道耦合长度  $L_{so}$ .

图 3(a) 和图 3(b) 所示分别为 Dev-1 和 Dev-2 中 WAL 效应随温度的演化及 (1) 式的理论拟合曲线, 其中彩色圆点为实验测得数据点, 黑色实线为

HLN 理论拟合曲线. 随着温度升高, 磁致电导率峰逐渐展宽、变弱, 说明 WAL 逐渐受到抑制. 这是由于随着温度升高, 非弹性散射变强, 相位相干长度  $L_\varphi$  逐渐变短. 一方面, 由于只有小于  $L_\varphi$  的那些闭合路径才能发生量子干涉, 所以能发生量子干涉的闭合路径变少, 导致磁致电导率峰变弱; 另一方面,  $L_\varphi$  越短, 则破坏时间反演闭合路径相干性需要的磁场越大, 导致磁致电导率峰展宽.

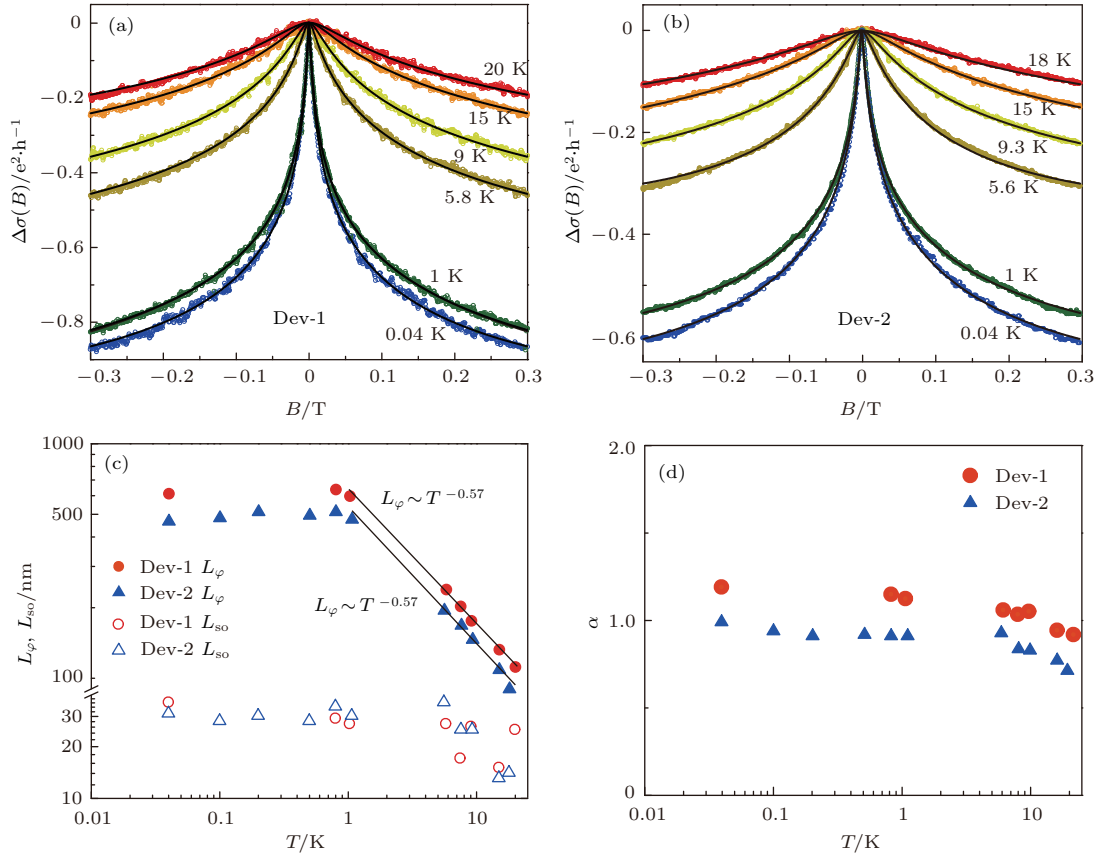


图 3 低磁场范围的 Dev-1 和 Dev-2 中的 WAL 效应 (a) 和 (b) 分别是不同温度下 Dev-1 和 Dev-2 中的磁致电导率曲线  $\Delta\sigma(B)$ , 其中彩色圆点为实验数据, 黑色实线为 HLN 拟合曲线; (c) 相位相干长度  $L_\varphi$  和自旋-轨道耦合长度  $L_{so}$  随温度  $T$  的变化关系, 其中黑色直线为  $L_\varphi$ - $T$  的指数关系部分拟合线; (d)  $\alpha$  因子随温度  $T$  的变化关系

Fig. 3. Weak antilocalization effects observed in Dev-1 and Dev-2 at low magnetic fields: (a) and (b) Temperature evolution characteristics of the magnetoconductivity curves  $\Delta\sigma(B)$  of Dev-1 and Dev-2, the colored circles are measured data and the black solid lines are fitting curves based on the HLN theory; (c) phase coherence length  $L_\varphi$  and the spin-orbit coupling length  $L_{so}$  as a function of temperature  $T$ , the black straight lines show the exponential fitting results; (d) prefactors  $\alpha$  as a function of temperature  $T$ .

图 3(c) 显示了 Dev-1 和 Dev-2 中提取的相位相干长度  $L_\varphi$  和自旋轨道耦合长度  $L_{so}$  随温度  $T$  的变化.  $T = 0.04$  K 时, Dev-1 中  $L_\varphi = 620$  nm, Dev-2 中  $L_\varphi = 470$  nm, 两个器件中  $L_\varphi$  随  $T$  的变化趋势大致相同, 都随温度降低而指数增大, 并在  $T < 1$  K 后出现饱和, 对实验提取的  $L_\varphi$  与  $T$  进行指数拟合的结果分别为  $L_\varphi \sim T^{-0.57}$  (Dev-1) 和  $L_\varphi \sim T^{-0.57}$  (Dev-2). 低温下由于电子-声子相互

作用受到抑制, 电子-电子相互作用成为电子相位退相干的主要机制. 电子-电子相互作用理论预言, 在二维无序体系中,  $L_\varphi$  与  $T$  满足  $L_\varphi \sim T^{-1/2}$  的指数关系<sup>[19]</sup>. 实验结果与理论值相近, 说明在 Dev-1 和 Dev-2 中, 电子-电子相互作用所主导的相位退相干是二维输运过程. 两个器件中  $L_{so}$  约 10—30 nm, 远小于相位相干长度  $L_\varphi$ , 反映了  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  体系具有较强的自旋-轨道耦合相互作用. 图 3(d) 所

示为提取的 Dev-1 和 Dev-2 中的  $\alpha$  因子. 结果显示这两个器件的  $\alpha$  因子几乎不随温度变化而变化, 且 Dev-1 中  $\alpha \approx 1.1 \pm 0.1$ , Dev-2 中  $\alpha \approx 0.9 \pm 0.1$ , 说明两个器件都是由一个二维通道主导的相干输运. 相对理论值 1 的小偏离, 反映了可能的体态与表面态的耦合, 部分体现了表面态的贡献.

采用理论式 (1), 我们对 Dev-3 的磁致电导率测量数据 (见图 4(a)) 也进行了拟合和分析. 发现与 Dev-1 和 Dev-2 不同的是, 当利用 (1) 式对 Dev-3 中的数据点进行拟合时, 得到低温下  $\alpha \approx 2$ , 但随着温度升高又迅速减小为 1. 这暗示着在较低的温度下 Dev-3 中存在两个独立的二维导电通道, 但在温度升高后, 又表现为一个二维通道导电的量子输运特征. 值得注意的是, 对于两通道输运, 利用 (1) 式进行拟合的前提是两个通道中相位相干长度  $L_\varphi$  相等. 在三维拓扑绝缘体中, 这两个独立的二维通道可能是一个表面态通道和一个体态通道, 也可能是两个表面态通道, 还可能是一个表面态通道和另一个表面态与体态耦合的通道. 首先, 由于较强的体态载流子剩余, 其中一个通道应该与体态相关, 于是第一和第三个假设是可能的输运情形, 这时两个通道中的相位相干长度  $L_\varphi$  可能是不同的. 当两个独立通道中相位相干长度  $L_\varphi$  不同时, 须使用如下形式的两通道公式进行拟合,

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(B) &= \sum_{i=1,2} -\alpha_i \frac{e^2}{\pi h} \left[ \Psi\left(\frac{B_e + B_{so}}{B} + \frac{1}{2}\right) \right. \\ &\quad + \frac{1}{2} \Psi\left(\frac{B_{\varphi i}}{B} + \frac{1}{2}\right) - \frac{3}{2} \Psi\left(\frac{4B_{so}}{3B} + \frac{B_{\varphi i}}{B} + \frac{1}{2}\right) \\ &\quad - \ln\left(\frac{B_e + B_{so}}{B}\right) - \frac{1}{2} \ln\left(\frac{B_{\varphi i}}{B}\right) \\ &\quad \left. + \frac{3}{2} \ln\left(\frac{4B_{so}}{3B} + \frac{B_{\varphi i}}{B}\right) \right], \quad (2) \end{aligned}$$

其中  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ ,  $B_{\varphi i} = \hbar/(4eL_{\varphi i}^2)$  ( $i = 1, 2$  表示两个独立的通道). 此处, 考虑到  $L_e$  和  $L_{so}$  非常小, 故假定  $L_e$  和  $L_{so}$  在两个通道中都一样. 图 4(a) 所示为 Dev-3 中 WAL 随温度演化的测量数据 (彩色圆点) 以及利用两通道 (2) 式对 Dev-3 中数据进行拟合的结果 (黑色实线). 结果表明拟合曲线与实验数据相符. 拟合提取的  $L_{so}$  约为 30—45 nm, 几乎不随温度变化. 图 4(b) 中同时显示了利用 (1) 式从 Dev-3 中提取的  $L_\varphi$  和利用两通道 (2) 式从 Dev-3 中提取的两个独立通道的相位相干长度  $L_{\varphi 1}$  和  $L_{\varphi 2}$ .

可以看到, 在较低温度下,  $L_{\varphi 1}$  和  $L_{\varphi 2}$  趋于饱和并基本相等, 此时利用 (1) 式拟合得到结果是基本正确的. 由于器件的载流子浓度依然很高 (表 1), 体态始终存在, 所以实验中观察到的两个通道可能是一个表面态通道和一个体态通道, 也可能是一个表面态通道和另一个表面态与体态的耦合态通道. 但是在较高温度下, 由于  $L_{\varphi 1}$  和  $L_{\varphi 2}$  随温度衰减的快慢不一样, 导致二者出现很大的分化. 其中通道 1 的  $L_{\varphi 1}$  衰减非常快, 导致对总 WAL 的贡献非常小, 所以利用 (1) 式拟合提取的  $L_\varphi$  近似等于  $L_{\varphi 2}$ .

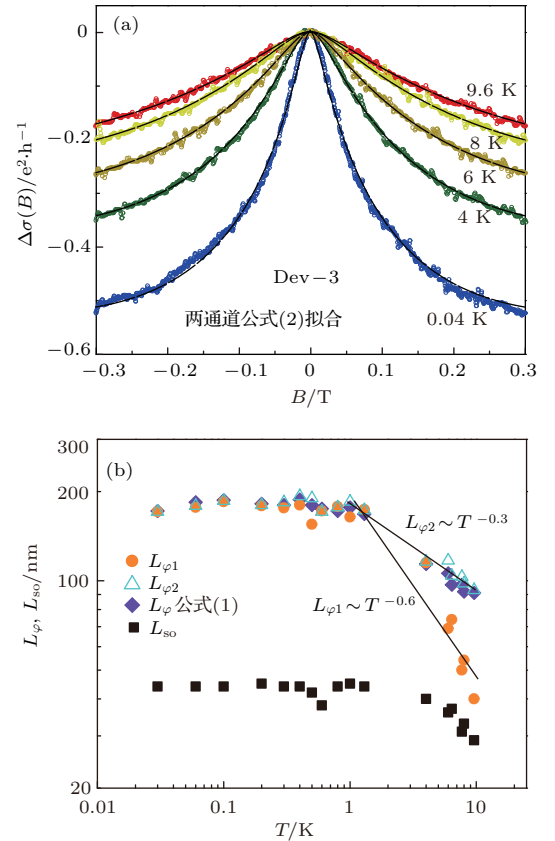


图 4 低磁场范围的 Dev-3 中的 WAL 效应及两通道公式的拟合结果 (a) 不同温度下的 Dev-3 中磁致电导率曲线  $\Delta\sigma(B)$ , 其中彩色圆点为实验数据, 黑色实线为利用两通道 (2) 式进行拟合所得到的拟合曲线; (b) 通过两通道 (2) 式拟合提取的  $L_{so}$ ,  $L_{\varphi 1}$  和  $L_{\varphi 2}$  与通过 (1) 式拟合提取的  $L_\varphi$  随温度的变化, 其中黑色直线为  $L_\varphi$ - $T$  的指数关系部分拟合线

Fig. 4. Weak antilocalization effects observed in Dev-3 in low magnetic fields: (a) Temperature evolution characteristics of the magnetoconductivity curves  $\Delta\sigma(B)$  of Dev-3, the colored circles are measured data and the black solid lines are fitting curves based to the two-channel Eq. (2); (b)  $L_{so}$ ,  $L_{\varphi 1}$  and  $L_{\varphi 2}$  extracted by fitting the experimental data to the two-channel Eq. (2) and  $L_\varphi$  extracted by fitting the experimental data to Eq. (1) as a function of temperature  $T$ , the black straight lines show the exponential fitting results.

正是由于总 WAL 主要来自于通道 2 的贡献, 所以利用 (1) 式进行拟合在较高温区得到的  $\alpha$  因子为 1.

很多文献报道中利用 (1) 式或其简化公式提取的  $\alpha$  因子都是介乎于一个通道和两个通道之间 [10,11,20–24], 除了体态与上下表面态相互耦合表现为一个通道, 其他可能的原因就在于理论拟合时没有考虑各个通道的  $L_\varphi$  不同. 三维拓扑绝缘体的上表面、下表面和体态周围的环境是各不相同的, 因而会存在不同的散射过程, 导致各通道  $L_\varphi$  不同. 本文中 Dev-1 和 Dev-2 或其他文献中报道的  $\alpha$  因子反映的都是占绝对主导地位的通道数, 在  $\alpha$  因子偏离整数个通道数不远时, 提取的参数误差不会太大.

Dev-3 中  $L_{\varphi 1}$  与  $T$  的指数拟合关系在相对较高温区为  $L_{\varphi 1} \sim T^{-0.6}$ , 与二维电子-电子相互作用退相干理论结果基本一致, 说明通道 1 具有二维输运特征.  $L_{\varphi 2}$  与  $T$  的指数拟合关系在这个相对较高温区为  $L_{\varphi 2} \sim T^{-0.3}$ , 而电子-电子相互作用理论预言, 在一维无序体系中,  $L_\varphi$  随  $T$  的变化满足  $L_\varphi \sim T^{-1/3}$  的指数关系 [19], 所以通道 2 更具有有一维输运特征. 由于 Dev-3 中引入的 antidot 阵列的相邻 antidot 边缘到边缘间距为 200 nm, 考虑到刻蚀造成的边缘损伤, 两个相邻 antidot 之间实际有效的导电通道宽度接近或者甚至小于通道 2 的相位相干长度  $L_{\varphi 2}$ , 但是却大于通道 1 的相位相干长度  $L_{\varphi 1}$ . 所以, 通道 2 可能是由 (准) 一维通道组成的二维网络导电系统, Dev-3 中导电通道 2 的  $L_{\varphi 2}$  随  $T$  的变化关系反映的正是 (准) 一维输运的物理特性.

Dev-3 能在低温下明确观察到两个相互独立的导电通道, 其原因可能有: 1) Dev-3 的样品厚度很薄, 体态能带中各子带间距增大, 所以电子占据的体态子带更少, 从而减少了体态与表面态的耦合, 使体态与表面态的散射时间增大; 2) Dev-3 中引入的 antidot 非常密集, 额外引入的散射大大地降低了各通道的相位相干时间, 以致使其小于体态和表面态之间的散射时间, 那么电子在体态通道和表面态通道之间散射之前就已经失去相位相干性, 其结果就是对 WAL 有贡献的主要闭合回路都是来自于单一的体态或表面态通道. 本文的结果与讨论指出了一些可能的物理机制和研究方向. 但是, 真正导致两个通道 (一个表面态通道和一个体态通道或者一个表面态通道和另一个表面态与体态的耦合态通道) 的退相干的散射过程还需要进一步的理论研究和实验研究去揭示.

## 4 结 论

本文通过分析实验中观测到的 WAL 效应, 研究了引入 antidot 阵列对拓扑绝缘体中磁致输运的影响. 与以往实验中观察到的一个输运通道占主导地位不同, 在 Dev-3 中明确观察到两个相互独立的输运通道, 而且在较高温下两个通道中的退相干长度具有不同的温度依赖性, 其中一个通道将在量子相干电子输运中逐渐占据主导地位. 这为研究拓扑绝缘体表面态输运提供了新的思路.

## 参考文献

- [1] Moore J E 2010 *Nature* **464** 194
- [2] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [3] Fu L, Kane C L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 096407
- [4] Qi X L, Li R, Zang J, Zhang S C 2009 *Science* **323** 1184
- [5] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [6] Berry M V 1984 *Proc. R. Soc. London Ser. A* **392** 45
- [7] Taskin A A, Sasaki S, Segawa K, Ando Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 066803
- [8] Tian M, Ning W, Qu Z, Du H, Wang J, Zhang Y 2013 *Sci. Rep.* **3** 1212
- [9] Hong S S, Zhang Y, Cha J J, Qi X L, Cui Y 2014 *Nano Lett.* **14** 2815
- [10] Jauregui L A, Pettes M T, Rokhinson L P, Shi L, Chen Y P 2015 *Sci. Rep.* **5** 8452
- [11] Jing Y, Huang S, Zhang K, Wu J, Guo Y, Peng H, Liu Z, Xu H Q 2016 *Nanoscale* **8** 1879
- [12] Weiss D 1991 *Adv. Solid State Phys.* **31** 341
- [13] Weiss D, Richter K, Menschig A, Bergmann R, Schweizer H, von Klitzing K, Weimann G 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 4118
- [14] Peng H L, Dang W H, Cao J, Chen Y L, Wu W, Zheng W S, Li H, Shen Z X, Liu Z F 2012 *Nat. Chem.* **4** 281
- [15] Rabin O, Nielsch K, Dresselhaus M S 2006 *Appl. Phys. A* **82** 471
- [16] Ghaemi P, Mong R S K, Moore J E 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 166603
- [17] Tkachov G, Hankiewicz E M 2011 *Phys. Rev. B* **84** 035444
- [18] Hikami S, Larkin A, Nagaoka Y 1980 *Prog. Theor. Phys.* **63** 707
- [19] Altshuler B L, Aronov A G, Khmelnitsky D E 1982 *J. Phys. C* **15** 7367
- [20] Checkelsky J G, Hor Y S, Liu M H, Qu D X, Cava R J, Ong N P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 246601
- [21] Kim Y S, Brahlek M, Bansal N, Edrey E, Kapilevich G A, Iida K, Tanimura M, Horibe Y, Cheong S W, Oh S 2011 *Phys. Rev. B* **84** 073109
- [22] Lang M, He L, Xiu F, Yu X, Tang J, Wang Y, Kou X, Jiang W, Fedorov A V, Wang K L 2012 *ACS Nano* **6** 295
- [23] Takagaki Y, Jenichen B, Jahn U, Ramsteiner M, Friedland K J 2012 *Phys. Rev. B* **85** 115314
- [24] Chiu S P, Lin J J 2013 *Phys. Rev. B* **87** 035122

# Magnetotransport in antidot arrays of three-dimensional topological insulators\*

Jing Yu-Mei<sup>1)</sup> Huang Shao-Yun<sup>1)†</sup> Wu Jin-Xiong<sup>2)</sup> Peng Hai-Lin<sup>2)</sup> Xu Hong-Qi<sup>1)‡</sup>

1) (*Beijing Key Laboratory of Quantum Devices, Key Laboratory for the Physics and Chemistry of Nanodevices, and Department of Electronics, Peking University, Beijing 100871, China*)

2) (*Center for Nanochemistry, Beijing National Laboratory for Molecular Sciences (BNLMS), College of Chemistry and Molecular Engineering, Peking University, Beijing 100871, China*)

( Received 30 October 2017; revised manuscript received 6 December 2017 )

## Abstract

Three-dimensional topological insulators are a new kind of quantum matter featured with gapless Dirac-like energy-dispersive surface states in the insulating bulk band gaps. However, in experiment, it is difficult to study quantum interference effect of surface states due to considerable contribution from bulk carriers in thick bulk material. To suppress such a bulk state contribution, nanostructures, such as ultra-thin films, nanowires and nanoribbons, have been employed in the study of quantum interference effects of the surface states. Here, we report on a magnetotransport measurement study of nanoscaled antidot array devices made from three-dimensional topological insulator  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  thin films. The antidot arrays with hundreds of nanometers in diameter and edge-to-edge distance are fabricated in the thin films by utilizing the focused-ion beam technique, and the magnetotransport properties of the fabricated devices are measured at low temperatures. The results of the magnetotransport measurements for three representative devices, denoted as Dev-1 (with no antidot array fabricated), Dev-2 (with an antidot array of a relatively large period), and Dev-3 (with an antidot array of a relatively small period), are reported in this work. Weak anti-localization indicated by a sharp peak of conductivity at zero magnetic field is observed in all the three devices. Through theoretical fitting to the measurement data, the transport parameters in the three devices, such as spin-orbit coupling length  $L_{so}$ , phase coherence length  $L_\varphi$ , and the number of conduction channels  $\alpha$ , are extracted. The extracted  $L_{so}$  value is tens of nanometers, which is consistent with the presence of the strong spin-orbit interaction in the  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  thin film. The extracted  $L_\varphi$  value is hundreds of nanometers and increases exponentially with temperature decreasing. It is found that the magnetotransports in Dev-1 and Dev-2 are well characterized by the coherent transport through a single conduction channel. For Dev-3, the magnetotransport at low temperatures is described by the coherent transport through two independent conduction channels, while at elevated temperatures the magnetotransport is dominantly described by the transport through one single conduction channel. Unlike the case where the transport occurs dominantly through a single conduction channel, the transport through two independent conduction channels in Dev-3 implies that at least one surface channel is present in the device.

**Keywords:** topological insulator, antidot array, weak anti-localization

**PACS:** 73.23.-b, 72.15.Rn, 73.43.Qt, 62.23.st

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172346

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2016YFA0300601, 2016YFA0300802, 2017YFA0303304, 2017YFA0204901) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91221202, 91421303, 11274021).

† Corresponding author. E-mail: syhuang@pku.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: hqxu@pku.edu.cn