

03,05,11

## Механизм переноса заряда в новом магнитном топологическом изоляторе $\text{MnBi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_4$

© Н.А. Абдуллаев<sup>1,2</sup>, Х.В. Алигулиева<sup>1,3</sup>, В.Н. Зверев<sup>4</sup>, З.С. Алиев<sup>1,5</sup>, И.Р. Амирасланов<sup>1,2</sup>, М.Б. Бабанлы<sup>2,6</sup>, З.А. Джахангирли<sup>1,2</sup>, Е.Н. Алиева<sup>1</sup>, Х.Н. Ахмедова<sup>1,5</sup>, Т.Г. Мамедов<sup>1</sup>, М.М. Отроков<sup>7,8</sup>, А.М. Шикин<sup>9</sup>, Н.Т. Мамедов<sup>1</sup>, Е.В. Чулков<sup>9,10</sup>

<sup>1</sup> Институт физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан

<sup>2</sup> Бакинский государственный университет, Баку, Азербайджан

<sup>3</sup> Сумгаитский государственный университет, Сумгаит, Азербайджан

<sup>4</sup> Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия

<sup>5</sup> Азербайджанский государственный университет нефти и промышленности, Баку, Азербайджан

<sup>6</sup> Институт катализа и неорганической химии НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан

<sup>7</sup> Centro de Fisica de Materiales (CFM-MPC), Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, Donostia-San Sebastian, Basque Country, Spain

<sup>8</sup> IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, Bilbao, Spain

<sup>9</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>10</sup> Dpto. de Polímeros y Materiales Avanzados: Física, Química y Tecnología, Facultad de Ciencias Químicas, Aptdo. 1072, Donostia-San Sebastián, Basque Country, Spain

E-mail: abnadir@mail.ru

Поступила в Редакцию 13 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 13 апреля 2021 г.

Принята к публикации 18 апреля 2021 г.

Получен новый слоистый магнитный топологический изолятор состава  $\text{MnBi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_4$ . Исследована электропроводность в плоскости слоев и в направлении перпендикулярном слоям в области температур 1.4–300 К. Обнаружено, что в обоих направлениях в интервале температур 50–300 К наблюдается „металлический“ характер температурной зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$ . Ниже температуры  $T = 50$  К величина  $\rho$  возрастает и демонстрирует нетривиальную температурную зависимость с особенностью в области критической температуры  $T_c = 23$  К. Возрастание сопротивления в температурном интервале 50–23 К обусловлено спиновыми флуктуациями и магнитным фазовым переходом. Ниже  $T_c$  и вплоть до 1.4 К  $\rho(T)$  демонстрирует поведение характерное для эффекта слабой локализации, что подтверждается анализом данных, полученных при исследовании магнитосопротивления.

**Ключевые слова:** топологические изоляторы, удельное сопротивление, фазовые переходы, слабая локализация, магнитосопротивление, слоистые кристаллы.

DOI: 10.21883/FTT.2021.08.51154.085

### 1. Введение

В последнее время наблюдается новый всплеск интереса к топологическим изоляторам в связи с открытием магнитных топологических изоляторов [1–5]. Топологические изоляторы впервые были теоретически предсказаны еще в 1980-х годах [6]. К настоящему времени экспериментально обнаружены целые классы топологических изоляторов, включая трехмерные (3D) топологические фазы различных соединений [7–17].

Как известно, объем материала с топологической фазой является изолятором, а поверхность — метал-

лом. Проводящие свойства поверхности являются следствием сильного спин-орбитального взаимодействия и симметрии относительно обращения времени, которые приводят к возникновению спин-поляризованных топологических поверхностных состояний с дисперсией дираковского типа, т. е. линейной зависимостью энергии от импульса, как в графене. Практический интерес к топологическим изоляторам обусловлен тем, что поверхностные состояния защищены симметрией обращения времени от рассеяния назад на немагнитных примесях и дефектах — и поэтому носители заряда в этих состояниях могут двигаться вдоль поверхности объемного

материала без потери энергии. Таким образом, возможно осуществление бездиссипативного переноса заряда.

В отличие от немагнитных аналогов, магнитные топологические изоляторы могут иметь щель в конусе Дирака, что делает возможным наблюдение ряда уникальных физических явлений, таких как квантованный аномальный эффект Холла (QAH), магнитоэлектрический эффект, аксионная электродинамика, майорановские фермионы и др. [1,18–21]. Магнитные топологические изоляторы востребованы и в новой области современной электроники — спинтронике, в основном в средствах переноса, записи и хранения информации.

Первые попытки открытия щели в топологическом поверхностном состоянии реализовывались легированием немагнитных топологических изоляторов, например, типа  $Bi_2Te_3$  магнитными примесями Mn, Cr, Fe и др. [22–24]. Однако принципиальной трудностью легирования является невозможность равномерного распределения легирующих примесей по объему. Это приводит к тому, что транспортные явления будут определяться наименьшей из всех локальных щелей с существенным понижением температуры реализации вышеперечисленных физических явлений. Другим возможным способом добиться формирования щели в конусе Дирака является формирование ультратонкой пленки двумерного ферромагнетика с магнитным моментом, направленным перпендикулярно пленке, на поверхности немагнитного трехмерного топологического изолятора. Некоторые из теоретически предсказанных систем [25–28] были недавно реализованы экспериментально методом молекулярно-лучевой эпитаксии [26,28]. Еще одним классом материалов, в которых происходит расщепление дираковского состояния, являются собственно магнитно упорядоченные топологические изоляторы. Недавно был предложен и экспериментально реализован антиферромагнитный топологический изолятор  $MnBi_2Te_4$  [2]. Фотоэмиссионные измерения [2,4] и инфракрасная спектроскопия плазменного края свободных носителей [29] показали, что уровень Ферми в этом соединении пересекает зону проводимости, т.е. лежит выше объемной запрещенной зоны.

Отметим, что практическое наблюдение бездиссипативного переноса заряда в топологических изоляторах сталкивается с большими трудностями. Дело в том, что в топологических изоляторах, наряду с поверхностными носителями заряда, в еще большей концентрации имеются в наличии топологически незащищенные объемные носители, которые могут доминировать в суммарном механизме переноса заряда. Для уменьшения вклада объемных носителей заряда, необходимо, чтобы уровень Ферми находился в запрещенной зоне. Такую корректировку (tuning) положения уровня Ферми можно добиться либо опять-таки легированием, либо же использованием твердых растворов. Теоретически, крайние члены ряда твердых растворов  $MnBi_{2-x}Sb_xTe_4$ — $MnBi_2Te_4$  и

$MnSb_2Te_4$  являются антиферромагнитными топологическими изоляторами [2,30,31]. Экспериментально, антиферромагнитное топологическое состояние твердо установлено только для  $MnBi_2Te_4$  [2]. Ситуация с  $MnSb_2Te_4$  пока остается не ясной ввиду сильного перемешивания атомов между подрешетками Mn и Sb в реальных образцах этого соединения. В твердых растворах  $MnBi_{2-x}Sb_xTe_4$  с увеличением доли содержания сурьмы  $x$  по данным холловских измерений и по положению уровня Ферми, переход проводимости с  $n$ -типа в  $p$ -тип происходит при  $x > 0.6$  [32,33].

В настоящей работе сообщается о получении и исследовании электрических и гальваномагнитных свойств твердого раствора магнитного топологического изолятора  $MnBi_{0.5}Sb_{1.5}Te_4$ .

## 2. Экспериментальная часть

Технология получения и характеристика магнитных топологических изоляторов семейства  $MnBi_2Te_4(Bi_2Te_3)_n$  подробно описана в работе [34]. Слоистое соединение  $MnBi_{0.5}Sb_{1.5}Te_4$  кристаллизуется в ромбоэдрическую (rhombohedral) структуру (пространственная группа  $R-3m$ ) с осью  $c$ , перпендикулярной плоскости слоев. На рис. 1 приведена рентгеновская дифрактограмма для соединения  $MnBi_{0.5}Sb_{1.5}Te_4$ . Определенный параметр решетки в направлении оси  $c$  равен примерно 41 Å.

Электрические и гальваномагнитные (эффект Холла и магнитосопротивление) эффекты в слоистых кристаллах  $MnBi_{0.5}Sb_{1.5}Te_4$  были изучены стандартным четырехзондовым методом по селективной методике на переменном токе частотой 20.5 Hz с использованием Lock-in Amplifier — SR830. Величина тока не превышала 1 mA. Исследования проводились в широкой области температур 1.4–300 K. Сильные магнитные поля до 80 kOe были получены с помощью сверхпроводящего соленоида. Образец при гальваномагнитных измерениях помещался в центр соленоида.

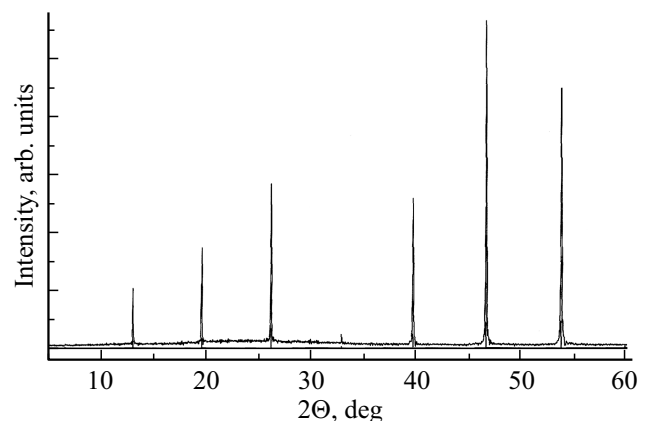


Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма соединения  $MnBi_{0.5}Sb_{1.5}Te_4$ .

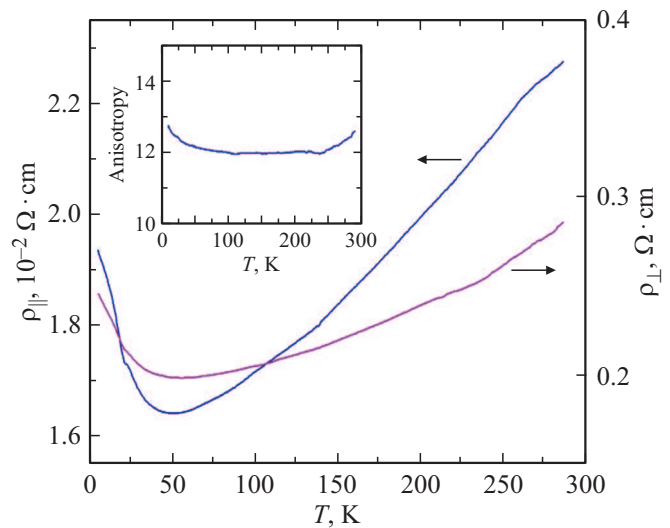
Анизотропия электропроводности в слоистых кристаллах  $\text{MnBi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_4$  была изучена усовершенствованным, комбинированным, четырехзондовым методом Montgomery [35], пригодным для образцов, приготовленных в виде тонких пластинок малых размеров. Такие пластинки легко получить из слоистых материалов путем их естественного скола в плоскости, параллельной слоям. Четыре контакта попарно наносятся на противоположные поверхности изучаемого образца в прямоугольной геометрии.

На рис. 2 приведены температурные зависимости удельного сопротивления в плоскости слоев ( $\rho_{\parallel}$ ) и в направлении, перпендикулярном слоям ( $\rho_{\perp}$ ) соединения  $\text{MnBi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_4$ , в широкой области температур 1.5–300 К. На вставке приведена температурная зависимость анизотропии электропроводности  $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ . Как видно, анизотропия электропроводности практически не меняется с температурой, что свидетельствует об одинаковом механизме переноса заряда в плоскости слоев и в направлении, перпендикулярном слоям.

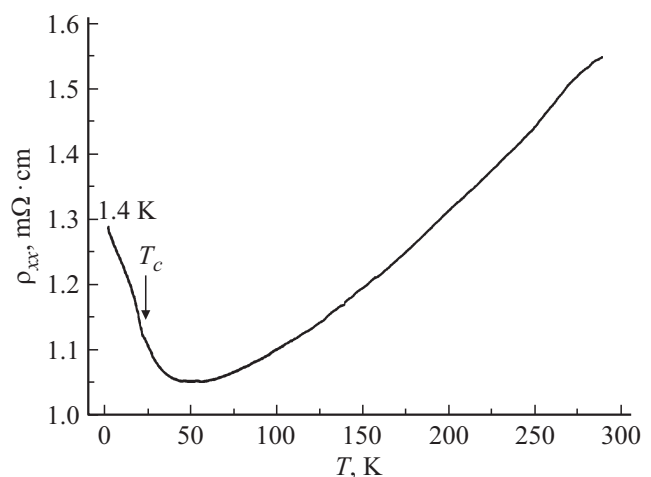
Для более подробного анализа обратимся к электропроводности в плоскости слоев в другой конфигурации контактов, позволяющей проводить и исследования эффекта Холла. На рис. 3 показана температурная зависимость удельного сопротивления  $\rho_{xx}(T)$  соединения  $\text{MnBi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_4$  в широкой области температур 1.4–300 К.

Как видно из рис. 3, температурная зависимость удельного сопротивления  $\rho_{xx}(T)$  в области температур 50–300 К имеет характерный „металлический“ ход: с уменьшением температуры величина удельного сопротивления уменьшается. Такая температурная зависимость характерна и для классического полупроводника  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  [36]. Вышеизложенное обусловлено тем, что для этих кристаллов при синтезе из расплава стехиометрического состава уже изначально характерно наличие значительного количества собственных точечных дефектов структуры, т.н. антисайтных дефектов и дефектов замещения. Поэтому, выращенные монокристаллы  $\text{MnBi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_4$  имеют значительную концентрацию носителей заряда. Согласно исследованиям эффекта Холла, соединение  $\text{MnBi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_4$  является полупроводником  $p$ -типа, с концентрацией дырок в данном образце равной  $1.7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Такая большая концентрация примесей формирует в запрещенной зоне значительное количество локальных состояний, образующих широкую примесную зону, перекрывающуюся с собственной зоной чистого кристалла. Поэтому, при исследованиях электропроводности монокристаллов  $\text{MnBi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_4$  наблюдается типичный „металлический“ ход температурной зависимости удельного сопротивления.

Далее, ниже температур  $T = 50$  К величина удельного сопротивления возрастает и зависимость  $\rho(T)$  демонстрирует перегиб при критической температуре  $T_c \sim 23$  К (рис. 3). Этот перегиб обусловлен магнитным фазовым переходом. В соединении  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  фазовый переход парамагнетик–антиферромагнетик происходит



**Рис. 2.** Температурные зависимости удельного сопротивления соединения  $\text{MnBi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_4$  в плоскости слоев ( $\rho_{\parallel}$ ) и в направлении, перпендикулярном слоям ( $\rho_{\perp}$ ). На вставке: температурная зависимость анизотропии электропроводности  $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ .



**Рис. 3.** Температурная зависимость удельного сопротивления  $\rho_{xx}(T)$  соединения  $\text{MnBi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_4$  в широкой области температур 1.4–300 К.

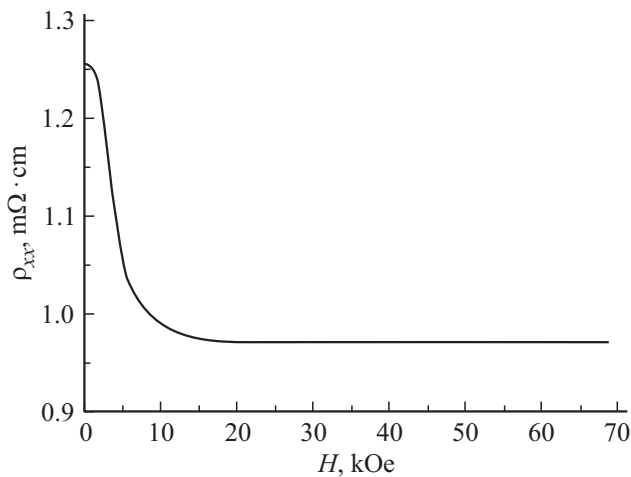
при  $T = 25.4$  К [2], а в  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  магнитный фазовый переход при  $T = 19$  К [32].

С дальнейшим понижением температуры величина удельного сопротивления продолжает возрастать вследствие локализации носителей заряда при низких температурах, что характерно для „грязных металлов“ [37], каковыми, возможно, являются твердые растворы  $\text{MnBi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_4$ . Локализация носителей заряда (в данном случае дырок) обусловлена интерференцией амплитуд траекторий с самопересечением при рассеянии носителей на примесях и структурных дефектах (т.н. квантовая интерференционная добавка к проводимости, или слабая локализация). В приложенном внешнем маг-

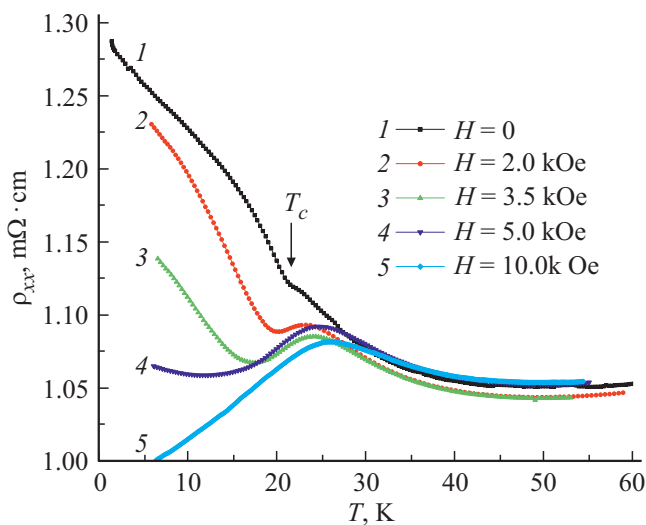
нитном поле когерентность амплитуд рассеяния нарушается, интерференция амплитуд рассеяния разрушается и сопротивление уменьшается, т.е. наблюдается отрицательное магнитосопротивление (рис. 4).

Следует отметить, что при температуре 5К уже в слабых магнитных полях напряженностью ( $H$ ) до 5 кОе сопротивление падает с величины  $1.25 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$  до  $1.05 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$  (рис. 4), что коррелирует с возрастанием сопротивления (рис. 3). Это свидетельствует о том, что в данном случае мы наблюдаем эффект слабой локализации.

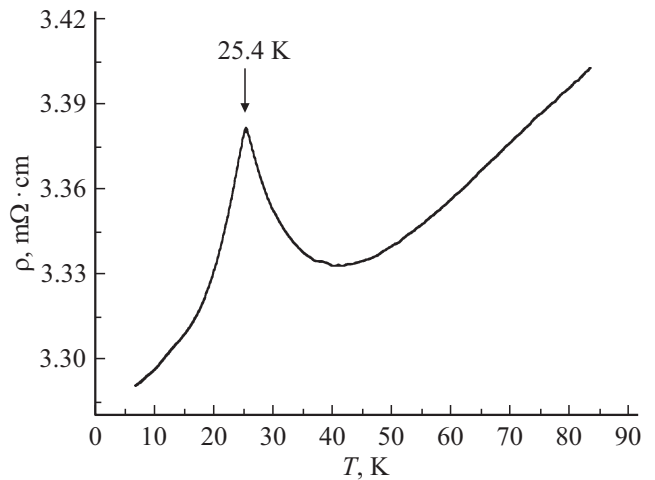
Влияние различных по величине внешних магнитных полей  $H \leq 10 \text{ кОе}$  на температурную зависимость удельного сопротивления  $\rho_{xx}(T)$  приведено на рис. 5. Как видно из рис. 5, с возрастанием величины приложенного магнитного поля (от 0 до 10 кОе) увеличение сопротивления, вызванное локализацией, постепенно исчезает



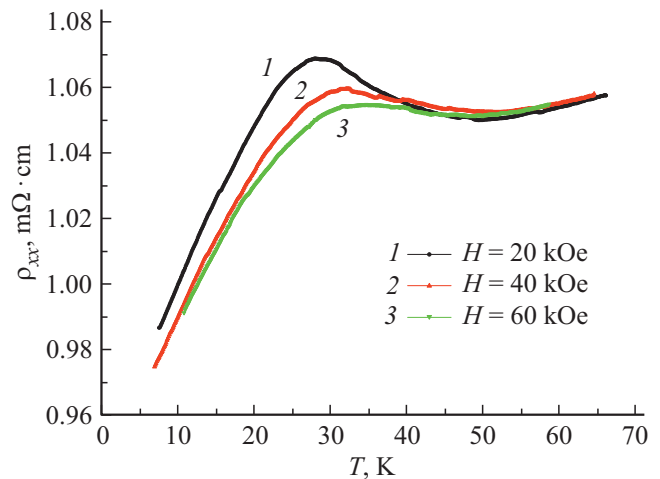
**Рис. 4.** Зависимость удельного сопротивления  $\rho_{xx}$   $MnBi_{0.5}Sb_{1.5}Te_4$  от внешнего магнитного поля  $H$  при температуре  $T = 5 \text{ К}$ .



**Рис. 5.** Температурная зависимость удельного сопротивления  $\rho_{xx}$  в  $MnBi_{0.5}Sb_{1.5}Te_4$  при внешних магнитных полях напряженностью  $0 \leq H \leq 10 \text{ кОе}$ .



**Рис. 6.** Температурная зависимость удельного сопротивления  $\rho$   $MnBi_2Te_4$  [2].



**Рис. 7.** Температурная зависимость удельного сопротивления  $\rho_{xx}$  в  $MnBi_{0.5}Sb_{1.5}Te_4$  при внешних магнитных полях напряженностью  $20 \leq H \leq 60 \text{ кОе}$ .

ет и отчетливо виден пик на  $\rho_{xx}(T)$ , обусловленный магнитным фазовым переходом. Аналогичный пик на зависимости  $\rho_{xx}(T)$  наблюдался нами и в монокристаллах  $MnBi_2Te_4$  [2] (рис. 6), обусловленный магнитным фазовым переходом парамагнетик–антиферромагнетик. Возникновение пика обусловлено рассеянием носителей заряда на спиновых флуктуациях при магнитном фазовом переходе.

Как видно из рис. 5, приложенное поле  $H = 5 \text{ кОе}$  практически ликвидирует возрастание сопротивления, вызванное слабой локализацией, что является дополнительным подтверждением наблюдения эффекта слабой локализации.

Сравнение рис. 5 и 6 показывает, что пик на зависимости  $\rho_{xx}(T)$  в  $MnBi_{0.5}Sb_{1.5}Te_4$  более размыт, чем в  $MnBi_2Te_4$ . Это обусловлено тем, что в твердом растворе  $MnBi_{0.5}Sb_{1.5}Te_4$  больше дефектов, что приводит к размытию температуры фазового перехода.

Дальнейшее увеличение величин внешних магнитных полей (от 20 до 60 кОе) приводит к постепенному уменьшению пика на зависимости  $\rho_{xx}(T)$  (рис. 7), что свидетельствует о магнитном происхождении этой особенности. Необходимо однако отметить, что достаточно сильное магнитное поле  $H = 60$  кОе не ликвидирует полностью пик на зависимости  $\rho_{xx}(T)$  в твердом растворе  $\text{MnBi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_4$ , что указывает на достаточно сильное обменное взаимодействие.

### 3. Заключение

Нами получены и охарактеризованы новые магнитные топологические изоляторы твердого раствора  $\text{MnBi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_4$ . Из исследований анизотропии электропроводности выявлен одинаковый механизм переноса заряда в плоскости слоев и в направлении, перпендикулярном слоям, в широкой области температур 1.4–300 К. Обнаружено, что в интервале температур 50–300 К наблюдается „металлический“ характер температурной зависимости удельного сопротивления. Ниже температур  $T = 50$  К величина удельного сопротивления возрастает и зависимость  $\rho(T)$  демонстрирует перегиб при критической температуре  $T_c = 23$  К. Возрастание сопротивления в этом температурном интервале обусловлено спиновыми флуктуациями и происходящим магнитным фазовым переходом. Ниже температуры 23 К возрастание сопротивления обусловлено эффектом слабой локализации, на что указывают данные исследований влияния внешнего магнитного поля на электропроводность.

#### Финансирование работы

Настоящая работа была выполнена при финансовой поддержке Фонда развития науки при Президенте Азербайджанской Республики (гранты № EIF-BGM-4-RFTF-1/2017-21/04/1-M-02 и EIF/MQM/Elm-Tehsil-1-2016-1(26)-71/16/1), Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-52-06009), гранта № 73028629 Санкт-Петербургского университета, а также фонда Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación (Grant N PID2019-103910GB-I00).

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] Y. Tokura, K. Yasuda, A. Tsukazaki. *Nature Rev. Phys.* **1**, 126 (2019).
- [2] M.M. Otrokov, I.I. Klimovskikh, H. Bentmann, D. Estyunin, A. Zeugner, Z.S. Aliev, S. Gaß, A.U.B. Wolter, A.V. Koroleva, A.M. Shikin, M. Blanco-Rey, M. Hoffmann, I.P. Rusinov, A.Yu. Vyazovskaya, S.V. Eremeev, Yu.M. Koroteev, V.M. Kuznetsov, F. Freyse, J. Sánchez-Barriga, I.R. Amiraslanov, M.B. Babanly, N.T. Mamedov, N.A. Abdullayev, V.N. Zverev, A. Alfonsov, V. Kataev, B. Büchner, E.F. Schwier, S. Kumar, A. Kimura, L. Petaccia, G. Di Santo, R.C. Vidal, S. Schatz, K. Kißner, M. Ünzelmann, C.H. Min, S. Mose, T.R.F. Peixoto, F. Reinert, A. Ernst, P.M. Echenique, A. Isaeva, E.V. Chulkov. *Nature* **576**, 416 (2019).
- [3] H. Li, S.-Y. Gao, S.-F. Duan, Y.-F. Xu, K.-J. Zhu, S.-J. Tian, W.-H. Fan, Z.-C. Rao, J.-R. Huang, J.-J. Li, Z.-T. Liu, W.-L. Liu, Y.-B. Huang, Y.-L. Li, Y. Liu, G.-B. Zhang, H.-C. Lei, Y.-G. Shi, W.-T. Zhang, H.-M. Weng, T. Qian, H. Ding. *Phys. Rev. X* **9**, 041039 (2019).
- [4] I.I. Klimovskikh, M.M. Otrokov, D. Estyunin, S.V. Eremeev, S.O. Filnov, A. Koroleva, E. Shevchenko, V. Voroshnin, A.G. Rybkin, I.P. Rusinov, M. Blanco-Rey, M. Hoffmann, Z.S. Aliev, M.B. Babanly, I.R. Amiraslanov, N.A. Abdullayev, V.N. Zverev, A. Kimura, O.E. Tereshchenko, K.A. Kokh, L. Petaccia, G. Di Santol, A. Ernst, P.M. Echenique, N.T. Mamedov, A.M. Shikin, E.V. Chulkov. *npj Quantum Materials* **5**, 54 (2020).
- [5] L. Ding, C. Hu, F. Ye, E. Feng, N. Ni, H. Cao. *Phys. Rev. B* **101**, 020412 (2020).
- [6] Б.А. Волков, О.А. Панкратов. *Письма в ЖЭТФ* **42**, 4, 145 (1985).
- [7] M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.L. Qi, S.C. Zhang. *Science* **318**, 766 (2007).
- [8] Y. Xia, D. Qian, D. Hsieh, L. Wray, A. Pal, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y.S. Hor, R.J. Cava, M.Z. Hasan. *Nature Phys.* **5**, 398 (2009).
- [9] H. Zhang, C.X. Liu, X.L. Qi, X. Dai, Z. Fang, S.C. Zhang. *Nature Phys.* **5**, 438 (2009).
- [10] K. Kuroda, M. Ye, A. Kimura, S.V. Eremeev, E.E. Krasovskii, E.V. Chulkov, Y. Ueda, K. Miyamoto, T. Okuda, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 146801 (2010).
- [11] Y.L. Chen, Z.K. Liu, J.G. Analytis, J.-H. Chu, H.J. Zhang, B.H. Yan, S.-K. Mo, R.G. Moore, D.H. Lu, I.R. Fisher, S.C. Zhang, Z. Hussain, Z.-X. Shen. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 266401 (2010).
- [12] H. Lin, R.S. Markiewicz, L.A. Wray, L. Fu, M.Z. Hasan, A. Bansil. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 036404 (2010).
- [13] S.V. Eremeev, G. Bihlmayer, M. Vergniory, Yu.M. Koroteev, T.V. Meshchikova, J. Henk, A. Ernst, E.V. Chulkov. *Phys. Rev. B* **83**, 205129 (2011).
- [14] S. Kim, M. Ye, K. Kuroda, Y. Yamada, E.E. Krasovskii, E.V. Chulkov, K. Miyamoto, M. Nakatake, T. Okuda, Y. Ueda, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi, A. Kimura. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 056803 (2011).
- [15] S.V. Eremeev, G. Landolt, T.M. Meshchikova, B. Slomski, Yu.M. Koroteev, Z.S. Aliev, M.B. Babanly, J. Henk, A. Ernst, L. Patthey, A. Eich, A.A. Khajetoorians, J. Hagemeyer, O. Pietzsch, J. Weibe, R. Wiesendanger, P.M. Echenique, S. Tsirkin, I.R. Amiraslanov, J.H. Dil, E.V. Chulkov. *Nature Commun.* **3**, 635 (2012).
- [16] J. Henk, A. Ernst, S.V. Eremeev, E.V. Chulkov, I.V. Maznichenko, I. Mertig. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 206801 (2012).
- [17] M. Papagno, S.V. Eremeev, J. Fujii, Z.S. Aliev, M.B. Babanly, S.K. Mahatha, I. Vobornik, N.T. Mamedov, D. Pacile, E.V. Chulkov. *ACS nano* **10**, 3, 3518 (2016).
- [18] C.-Z. Chang, J. Zhang, X. Feng, J. Shen, Z. Zhang, M. Guo, K. Li, Y. Ou, P. Wei, L.L. Wang, Z.-Q. Ji, Y. Feng, S. Ji, X. Chen, J. Jia, X. Dai, Z. Fang, S.-C. Zhang, K. He, Y. Wang, L. Lu, X.-C. Ma, Q.-K. Xue. *Science* **340**, 167 (2013).
- [19] Q.L. He, L. Pan, A.L. Stern, E.C. Burks, X. Che, G. Yin, J. Wang, B. Lian, Q. Zhou, E.S. Choi, K. Murata, X. Kou, Z. Chen, T. Nie, Q. Shao, Y. Fan, S.-C. Zhang, K. Liu, J. Xia, K.L. Wang. *Science* **357**, 294 (2017).

- [20] A.M. Essin, J.E. Moore, D. Vanderbilt. Phys. Rev. Lett. **102**, 146805 (2009).
- [21] R. Li, J. Wang, X.-L. Qi and S.-C. Zhang. Nature Phys. **6**, 284 (2010).
- [22] J. Choi, H.-W. Lee, B.-S. Kim, S. Choi, J. Choi, J.H. Song, S. Cho. J. Appl. Phys. **97**, 10D324 (2005).
- [23] J.W.G. Bos, M. Lee, E. Morosan, H.W. Zandbergen, W.L. Lee, N.P. Ong, R.J. Cava. Phys. Rev. B **74**, 184429 (2006).
- [24] Y.S. Hor, P. Roushan, H. Beidenkopf, J. Seo, D. Qu, J.G. Checkelsky, L.A. Wray, D. Hsieh, Y. Xia, S.-Y. Xu, D. Qian, M.Z. Hasan, N.P. Ong, A. Yazdani, R.J. Cava. Phys. Rev. B **81**, 195203 (2010).
- [25] M.M. Otrokov, T.V. Menshchikova, M.G. Vergniory, I.P. Rusinov, A.Yu. Vyazovskaya, Yu.M. Koroteev, G. Bihlmayer, A. Ernst, P.M. Echenique, A. Arnau, E.V. Chulkov. 2D-Materials **4**, 025082 (2017).
- [26] T. Hirahara, S.V. Eremeev, T. Shirasawa, Y. Okuyama, T. Kubo, R. Nakanishi, R. Akiyama, A. Takayama, T. Hajiri, S.-I. Ideta, M. Matsunami, K. Sumida, K. Miyamoto, Y. Takagi, K. Tanaka, T. Okuda, T. Yokoyama, S.-I. Kimura, S. Hasegawa, E.V. Chulkov. Nano Lett. **17**, 3493 (2017).
- [27] M.M. Otrokov, T.V. Menshchikova, I.P. Rusinov, M.G. Vergniory, V.M. Kuznetsov, E.V. Chulkov. JETP Lett. **105**, 297 (2017).
- [28] T. Hirahara, M.M. Otrokov, T. Sasaki, K. Sumida, Y. Tomohiro, S. Kusaka, Y. Okuyama, S. Ichinokura, M. Kobayashi, Y. Takeda, K. Amemiya, T. Shirasawa, S. Ideta, K. Miyamoto, K. Tanaka, S. Kuroda, T. Okuda, K. Hono, S.V. Eremeev, E.V. Chulkov. Nature Commun. **11**, 4821 (2020).
- [29] B. Xu, Y. Zhang, E.H. Alizade, Z.A. Jahangirli, F. Lyzwa, E. Sheveleva, P. Marsik, Y.K. Li, Y.G. Yao, Z.W. Wang, B. Shen, Y.M. Dai, V. Kataev, M.M. Otrokov, E.V. Chulkov, N.T. Mamedov, Ch. Bernhard. Phys. Rev. B **103**, L121103 (2021).
- [30] R.C. Vidal, H. Bentmann, T.R.F. Peixoto, A. Zeugner, S.K. Moser, C.H. Min, S. Schatz, K. Kißner, M. Unzelmann, C. Fornari, H.B. Vasili, M. Valvidares, K. Sakamoto, J. Fujii, I. Vobornik, T.K. Kim, R. Koch, C. Jozwiak, A. Bostwick, J. Denlinger, E. Rotenberg, M.M. Otrokov, E.V. Chulkov, M. Ruck, A. Isaeva, F. Reinert. Phys. Rev. B **100**, 121104R (2019).
- [31] S.V. Eremeev, I.P. Rusinov, Yu.M. Koroteev, A.Yu. Vyazovskaya, M. Hoffmann, P.M. Echenique, A. Ernst, M.M. Otrokov, E.V. Chulkov. Препринт на <https://arxiv.org/abs/2102.02532> (2021).
- [32] J.-Q. Yan, S. Okamoto, M.A. McGuire, A.F. May, R.J. McQueeney, B.C. Sales. Phys. Rev. B **100**, 104409 (2019).
- [33] B. Chen, F. Fei, D. Zhang, B. Zhang, W. Liu, S. Zhang, P. Wang, B. Wei, Y. Zhang, Z. Zuo, J. Guo, Q. Liu, Z. Wang, X. Wu, J. Zong, X. Xie, W. Chen, Z. Sun, S. Wang, Y. Zhang, M. Zhang, X. Wang, F. Song, H. Zhang, D. Shen, B. Wang. Nature Commun. **10**, 4469 (2019).
- [34] Z.S. Aliev, I.R. Amiraslanov, D.I. Nasonova, A.V. Shevelkov, N.A. Abdullayev, Z.A. Jahangirli, E.N. Orujlu, M.M. Otrokov, N.T. Mamedov, M.B. Babanly, E.V. Chulkov. J. Alloys Comp. **789**, 443 (2019).
- [35] Л.И. Буравов. ЖТФ **59**, 4, 138 (1989).
- [36] Н.А. Абдуллаев, С.Ш. Кахраманов, Т.Г. Керимова, К.М. Мустафаева, С.А. Немов. ФТП **43**, 2, 156 (2009).
- [37] В.Ф. Гантмахер. Электроны в неупорядоченных средах. Физматлит, М. (2013). 288 с.

Редактор Т.Н. Василевская