

## Исследование механизмов магнетосопротивления топологического изолятора $\text{Bi}_{1.1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$

Т.Н. Эндерова<sup>1,2,\*</sup>, В.О. Сахин<sup>2,†</sup>, Ю.И. Таланов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики, кафедра квантовой электроники и радиоспектроскопии  
Россия, 420008, Казань, ул. Кремлевская, 16а

<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, ФИЦ Казанский научный центр РАН, лаборатория проблем сверхпроводимости и спинтроники  
Россия, 420029, Казань, ул. Сибирский Тракт, д. 10/7  
(Поступила в редакцию 06.06.2023; подписана в печать 04.07.2023)

Исследованы механизмы, определяющие магнетосопротивление топологических изоляторов  $\text{Bi}_{1.1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  ( $x = 0.02$  и  $0.04$ ). Исследованные кристаллы обладают низкой объемной проводимостью, что облегчает изучение процессов рассеяния на поверхности. По данным измерений сопротивления четырехконтактным методом на постоянном токе в низких магнитных полях (до 600 Э) был обнаружен квантовый интерференционный вклад в проводимость, соответствующий случаю слабой антилокализации. Сделана оценка длины фазовой когерентности  $l_\varphi$  и определена ее зависимость от температуры. Было обнаружено, что при наличии внешнего магнитного поля ( $H > 1$  кЭ) возникает активационная щель в энергетическом спектре поверхностных носителей тока в  $\text{Bi}_{1.1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  ( $x = 0.02$  и  $0.04$ ). Анализ температурной и полевой зависимости сопротивления  $R(T, H)$  позволил получить величину активационной щели и ее зависимость от концентрации олова и приложенного магнитного поля: порядка 2 мэВ для  $\text{Bi}_{1.06}\text{Sn}_{0.04}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  и 60 мкэВ для  $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  при  $H = 5$  кЭ.

PACS: 72.10.Fk; 72.15.Gd; 72.15.Rn.

УДК: 537.6/8; 537.312.

Ключевые слова: топологический изолятор, магнетосопротивление, слабая антилокализация, энергия активации.

### ВВЕДЕНИЕ

Топологические изоляторы (ТИ) привлекают к себе внимание исследователей из-за перспектив практического применения при создании устройств квантовой электроники и спинтроники. ТИ являются изоляторами в объеме, а на поверхности из-за сильного спин-орбитального взаимодействия образуются бесщелевые проводящие состояния с линейным законом дисперсии. При этом поверхностные носители тока характеризуются жесткой связью спина и импульса. Кроме того, эти носители тока топологически защищены от рассеяния на немагнитных примесях. Топологическая защищенность повышает устойчивость к помехам сигналов в устройствах, изготовленные из таких материалов, а высокая подвижность носителей позволяет рассматривать ТИ в качестве материалов для создания практических устройств [1–4].

Для использования ТИ на практике необходимо знать, каким образом можно воздействовать на поверхностное состояние, и что в итоге будет получаться. Одним из способов управления поверхностным состоянием является воздействие магнитным полем. В данной работе исследуются механизмы, вносящие вклад в поведение магнетосопротивления ТИ  $\text{Bi}_{1.1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  ( $x = 0.02$  и  $0.04$ ) (BSSTS).

Транспортные характеристики были получены с помощью измерений сопротивления четырехконтактным методом на постоянном токе.

### 1. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ:

$\text{Bi}_{1.1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$

Наиболее известными и легко синтезируемыми соединениями из семейства трехмерных топологических изоляторов являются халькогениды висмута и сурьмы. Теллурид висмута — слоистый кристалл, имеющий ромбоэдрическую структуру с осью симметрии третьего порядка, пространственная группа симметрии  $R\bar{3}m$ . Теллурид висмута принадлежит к группе соединений со смешанным типом связи. Химические связи Bi–Te являются ковалентными, а химическая связь Te1–Te1 между пятислойными наборами структуры (см. рис. 1) является слабой Ван-дер-Ваальсовой связью [5, 6]. Слабость этой связи приводит к тому, что кристаллы  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  могут легко скалываться вдоль плоскости  $ab$ . Наличие сильного спин-орбитального взаимодействия в материале может привести к смещению и пересечению атомных орбиталей, в результате чего изменится порядок следования энергетических зон и возникнет поверхностное проводящее состояние [7].

Однако кристаллы  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  обычно имеют большое количество дефектов в объеме, что приводит к высокой концентрации носителей тока в объеме и высокой объемной проводимости, которая затрудняет анализ интересующих нас поверхностных состояний.

\* E-mail: tenderova101@mail.ru

† E-mail: vsakhin@yahoo.com

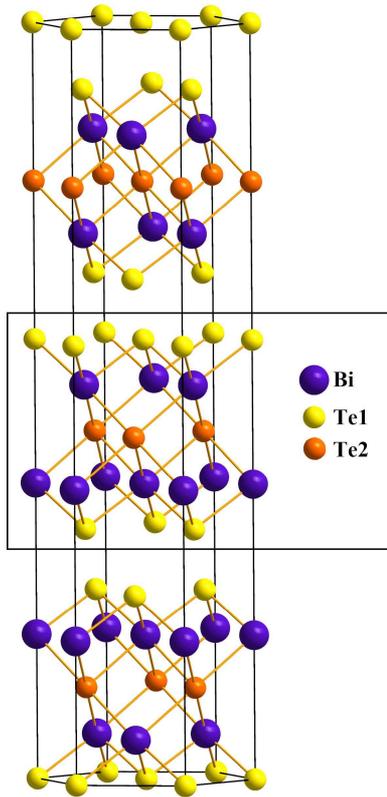


Рис. 1. Элементарная ячейка кристаллической решетки соединения Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>

Свободные носители тока в объеме могут быть скомпенсированы легированием. При замещении теллура на серу, а висмута на сурьму объемная концентрация свободных зарядов понижается, но недостаточно для наблюдения транспортных свойств поверхностного состояния кристалла. В 2016 г. группой ученых из Принстонского университета была опубликована статья [8], в которой предлагалось вводить небольшую добавку олова для компенсации оставшихся в объеме носителей тока. В результате объем образца становится полупроводниковым с большой шириной запрещенной зоны, что создает хорошие условия для наблюдения поверхностных состояний при низких температурах.

В наших исследованиях использовались кристаллы Bi<sub>1.1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Sb<sub>0.9</sub>Te<sub>2</sub>S с концентрацией олова  $x = 0.02$  и  $0.04$ . Кристаллы были выращены в Казанском физико-техническом институте им. Е.К. Завойского Куковицким Е.Ф. методом Бриджмена–Стокбаргера. Перед началом измерений кристалл расщеплялся на тонкие пластины с большой чистой поверхностью, параллельной плоскости  $ab$ .

Для характеристики проводящих свойств образцов были получены температурные зависимости сопротивления образцов BSSTS с  $x = 0.02$  и  $0.04$ . Сопротивление измерялось четырехконтактным методом в диапа-

зоне температур от 4 К до 300 К. Температурная зависимость удельного сопротивления  $\rho(T)$  двух образцов с разным содержанием олова представлена на рис. 2. Обе зависимости имеют одинаковый немонотонный характер.

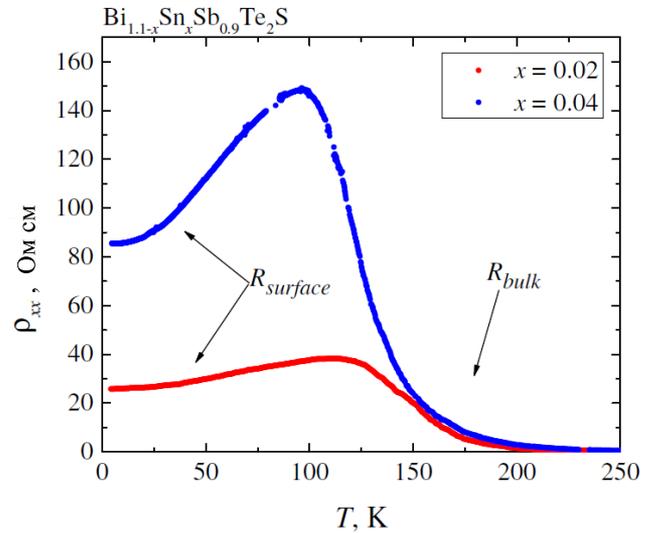


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления образцов Bi<sub>1.1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Sb<sub>0.9</sub>Te<sub>2</sub>S с  $x = 0.02$  и  $0.04$

При высоких температурах основной вклад в сопротивление вносит полупроводниковый объем. Анализ термоактивационного хода сопротивления по формуле Аррениуса  $R_{bulk} = R_0 \exp(\Delta E/kT)$  позволяет определить значение энергетической щели в объеме образца, которая составляет  $\Delta E \sim 150$  мэВ для обоих образцов.

Максимум удельного сопротивления достигается при температурах около 100 К и равен приблизительно 40 Ом·см для образца с  $x = 0.02$  и 150 Ом·см для образца с  $x = 0.04$ .

При понижении температуры объемная составляющая сопротивления резко возрастает, и на передний план выходит сопротивление поверхностного слоя, которое имеет линейный ход, характерный для металлов:  $R_{surface} = R_0(1 + \alpha T)$ , где  $\alpha$  — температурный коэффициент сопротивления, а  $R_0 = R(T = 0)$  — остаточное сопротивление.

Для образца с содержанием Sn  $x = 0.04$  коэффициент  $\alpha$  составил большую величину ( $\alpha = 0.9$ ), чем для образца с  $x = 0.02$  ( $\alpha = 0.2$ ).

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим влияние магнитного поля на поверхностное состояние в исследованных нами образцах.

При температуре  $T = 4.2$  К были получены зависимости магнетосопротивления образца BSSTS с  $x = 0.02$  при разной ориентации его плоскости  $ab$  в магнитном поле (рис. 3).

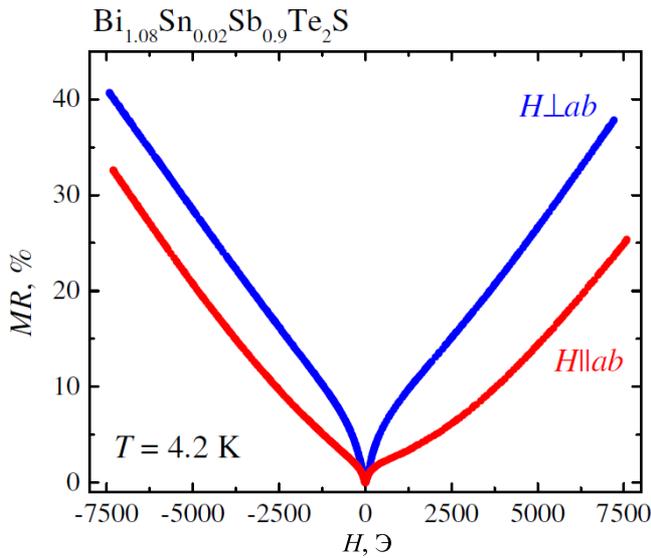


Рис. 3. Магнетосопротивление образца  $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  при разной ориентации в магнитном поле при  $T = 4.2\text{ K}$

Можно видеть заметное отличие зависимости  $R(H)$  для двух ориентаций пластинки — параллельной и перпендикулярной. Это отличие связано с тем, что магнитное поле вынуждает электроны изменять траекторию своего движения, отклоняя их от прямолинейного движения под действием силы Лоренца. При перпендикулярной ориентации, когда магнитное поле пронизывает плоскость  $ab$ , ничто не ограничивает круговую траекторию движения электрона. При параллельной ориентации плоскости  $ab$  относительно магнитного поля движение электронов ограничено размерами проводящего поверхностного двумерного слоя. Пространственное ограничение не позволяет электронам локализоваться на циклотронной орбите. В результате, в параллельной ориентации с ростом магнитного поля магнетосопротивление растёт слабее, чем в перпендикулярной ориентации.

**А. Поля  $H < 600\text{ Э}$**

В малых полях в проводимость вносит вклад эффект слабой антилокализации, который дает положительную добавку к проводимости. При наличии сильной спин-орбитальной связи интерференция замкнутых путей рассеяния носителей тока является деструктивной, что уменьшает вероятность рассеяния носителей тока и сопротивление образца, соответственно [9]. Этот вклад быстро уменьшается при увеличении магнитного поля вследствие расфазировки, которая приводит к уничтожению квантовой интерференции. Поэтому в полях  $H > 600\text{ Э}$  вклад от слабой антилокализации не наблюдается.

Для образца с содержанием олова  $x = 0.04$  были получены зависимости сопротивления от магнитного по-

ля при фиксированных температурах в перпендикулярной ориентации плоскости  $ab$  относительно направления поля  $H$  (рис. 4). При температурах ниже 15 К эти зависимости имеют локальный максимум в области полей около 2000 Э. В литературе можно найти утверждение о том, что возникновение максимума обусловлено переходом от режима слабой антилокализации к режиму слабой локализации [10–13] (и то, и другое является проявлением квантовой интерференции в рассеянии носителей тока [9]). Нельзя, однако, исключить возможное влияние квантового эффекта Холла [14, 15]. Для решения этого вопроса требуются дополнительные исследования, поэтому окончательный ответ будет дан в следующей публикации.

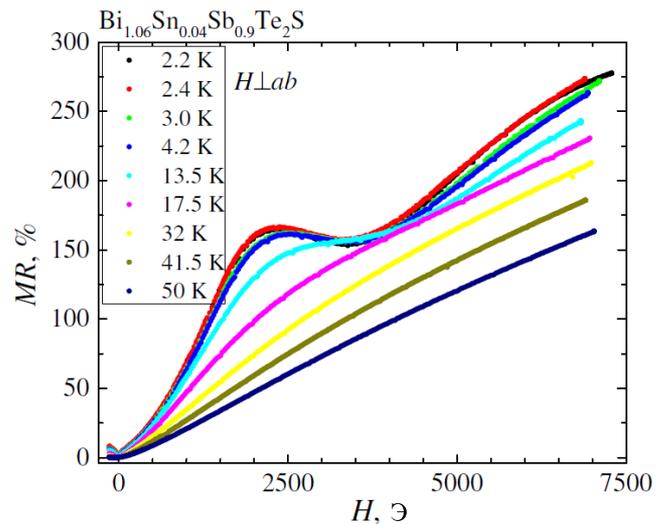


Рис. 4. Сопротивление образца  $\text{Bi}_{1.06}\text{Sn}_{0.04}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  в зависимости от магнитного поля  $H \perp ab$  при фиксированных температурах

Зависимости  $R(H)$ , показанные на рис. 4, были проанализированы при  $H < 600\text{ Э}$  с использованием уравнения Хиками–Ларкина–Нагаока (1), которое описывает вклад в проводимость, обусловленный квантовой интерференцией носителей тока в двумерных системах [9]:

$$\Delta\sigma = \sigma(H) - \sigma(0) = -\alpha \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \left[ \ln \left( \frac{\hbar}{4el_\phi^2 H} \right) - \Psi \left( \frac{\hbar}{4el_\phi^2 H} + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (1)$$

где  $\alpha$  — префикс, указывающий на тип квантовых поправок,  $l_\phi$  — длина фазовой когерентности.

Подгонка кривой, соответствующей выражению (1), к экспериментальным данным (рис. 5, а) в интервале полей, где наблюдается слабая антилокализация ( $0 \div 600\text{ Э}$ ), позволила определить параметр  $l_\phi$  — расстояние, которое электрон проходит без изменения фазы своей волновой функции. По данным, полученным при разных температурах, построен график тем-

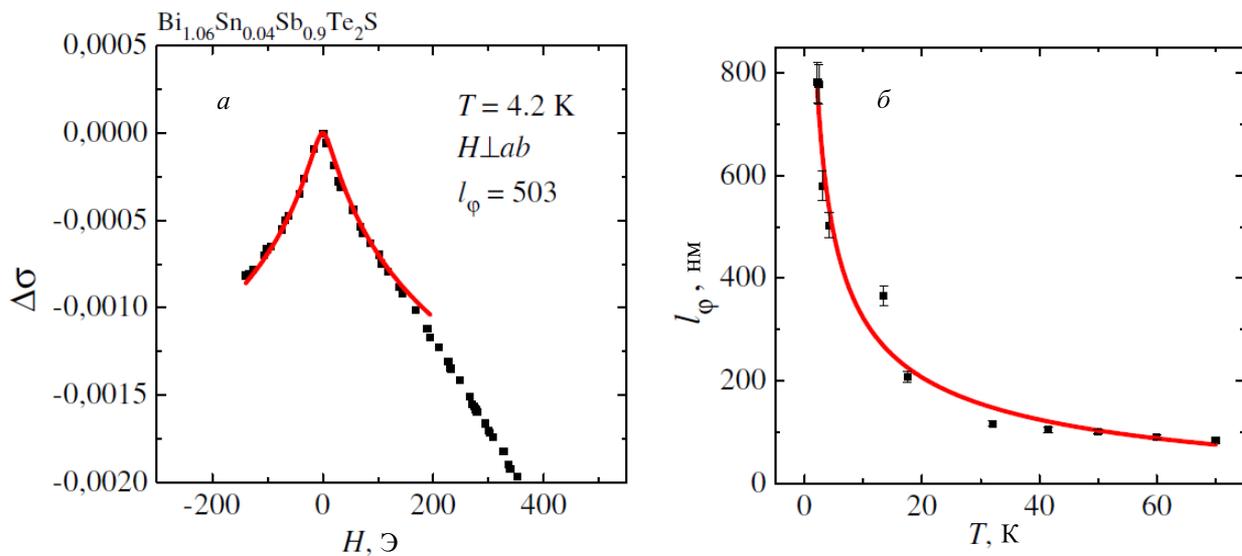


Рис. 5. *a* — Изменение интерференционного вклада в проводимость в области малых полей при  $T = 4.2$  К и  $H \perp ab$ . Черные квадраты — экспериментальные данные, красная кривая — расчет по формуле (1) с  $l_\phi = 503$  нм. *б* — Температурная зависимость длины фазовой когерентности в кристалле  $\text{Bi}_{1.06}\text{Sn}_{0.04}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$ . Черные точки получены путем анализа экспериментальных данных с помощью уравнения (1), красная кривая — подгонка рассчитанных данных к степенному закону  $l_\phi \sim BT^n$  с параметрами  $B = 1244$  и  $n = 1/2$

пературной зависимости длины фазовой когерентности (рис. 5, б).

С повышением температуры наблюдается быстрый спад величины  $l_\phi$ . Температурная зависимость  $l_\phi(T)$  хорошо описывается степенным законом  $l_\phi \sim BT^n$ , причем показатель степени  $n$  с высокой точностью равен  $-1/2$ , что указывает на доминантную роль электрон-электронного рассеяния в качестве основного механизма расфазировки [16]. При анализе литературы было обнаружено, что и в других проводящих двумерных системах наблюдается аналогичное поведение  $l_\phi(T)$  [18–20].

### Б. Поля $H > 600$ Э

Как можно видеть на рис. 3 и 4, в достаточно высоких полях, где квантовая интерференция уже не влияет на магнетосопротивление, воздействие магнитного поля по-прежнему остается значительным. Чтобы выяснить его причину, были проанализированы температурные зависимости сопротивления образцов, помещенных в магнитное поле  $H = 5$  кЭ при  $H \perp ab$  (рис. 6). Для образца с концентрацией примеси олова  $x = 0.02$  наблюдается небольшой рост поверхностного сопротивления при включении поля, а для  $x = 0.04$  — ярко выраженный активационный ход. Такое поведение  $\rho(T)$  указывает на возникновение щели в энергетическом спектре поверхностных носителей тока.

Оценка энергии активации  $E_a$  при  $T < 100$  К для образца с концентрацией примеси олова  $x = 0.02$  со-

ставляла малую величину, всего 60 мкэВ, а для образца с оловом  $x = 0.04$  —  $E_a \approx 2$  мэВ.

Наблюдается сильное изменение поведения  $\rho(T)$  в магнитном поле при изменении концентрации олова с 0.02 до 0.04. Олово вводится как компенсирующая объемные носители примесь. В научной литературе нет сведений о его влиянии на параметры поверхностных носителей тока и их энергетическую структуру.

Поверхностная проводимость имеет металлический характер, поэтому для ее описания можно использовать формулу Друде:  $\sigma = ne^2\tau/m^*$ . Можно предположить, что изменение концентрации олова может влиять на время рассеяния поверхностных носителей  $\tau$  и тем самым изменить поведение магнетосопротивления. Этот вопрос требует дополнительных исследований, о результатах которых будет сообщено в последующей публикации.

Возникновение щели в энергетическом спектре поверхностных носителей тока экспериментально наблюдалось в измерениях ARPES [21] и туннельной сканирующей спектроскопии для топологических изоляторов с магнитными ионами [22]. В немагнитном топологическом изоляторе BSSTS подобный эффект наблюдается под действием внешнего магнитного поля.

Анализируя температурные зависимости сопротивления BSSTS с  $x = 0.04$ , полученные при различных значениях внешнего магнитного поля, была получена зависимость величины энергетической щели  $E_a$  от магнитного поля  $\Delta(H)$  (см. рис. 7).

Было обнаружено, что ее величина незначительна, но уменьшается с увеличением магнитного поля.

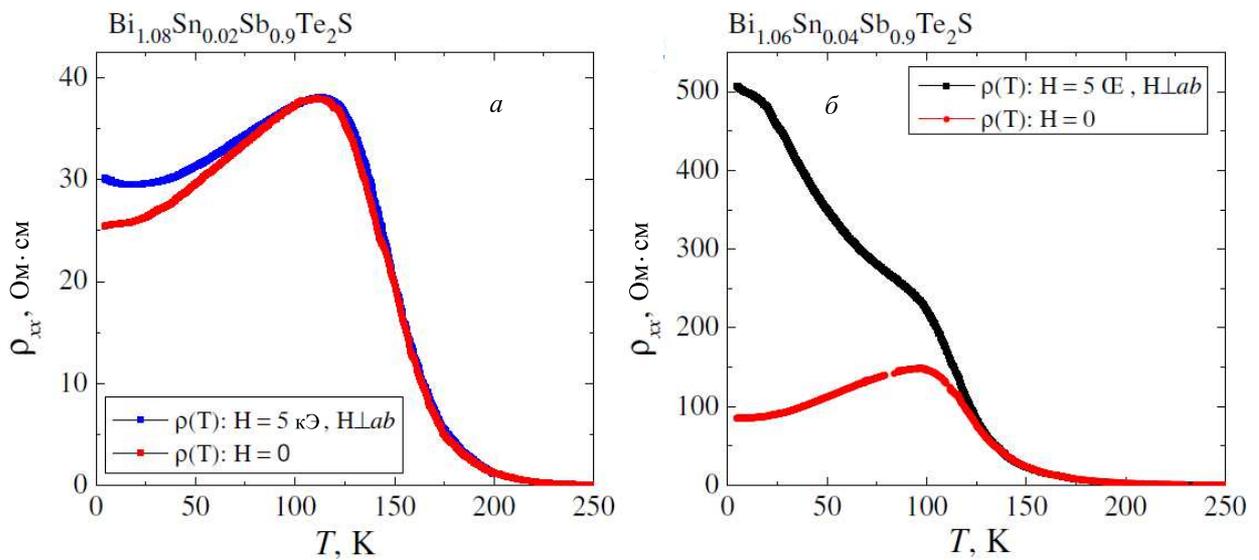


Рис. 6. Температурные зависимости сопротивления образцов  $\text{Bi}_{1.1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  с  $x = 0.02$  (а) и  $x = 0.04$  (б) в нулевом магнитном поле и в поле  $H = 5$  кЭ

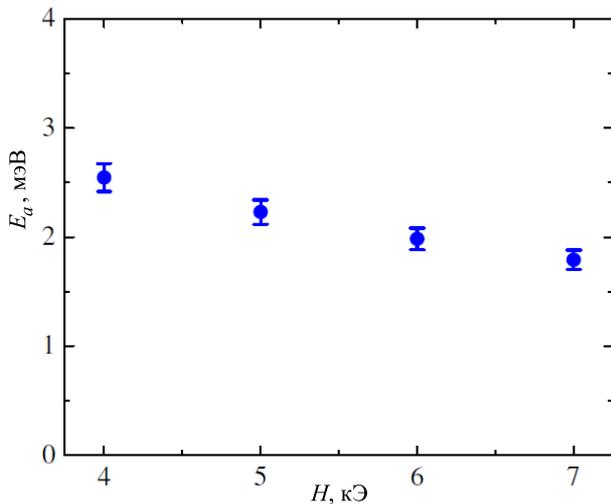


Рис. 7. Зависимость энергии активации от магнитного поля для образца  $\text{Bi}_{1.06}\text{Sn}_{0.04}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$

Уменьшение энергии активации с увеличением поля может означать, что величина  $E_a(H)$  вышла на насыщение, а ее видимое уменьшение связано со смещением уровня Ферми.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были исследованы механизмы, определяющие поведение магнетосопротивления топологических изоляторов  $\text{Bi}_{1.1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  ( $x = 0.02$  и  $0.04$ ).

Анализ результатов измерений магнетосопротивления четырехконтактным методом на постоянном токе в низких магнитных полях (до 600 Э) был обнаружен эффект квантовой интерференции, который приводит к улучшению проводимости вследствие слабой антилокализации. Сделана оценка параметра длины фазовой когерентности  $l_\phi$  и определена ее зависимость от температуры.

Было обнаружено, что при включении внешнего магнитного поля в энергетическом спектре поверхностных носителей тока в ТИ  $\text{Bi}_{1.1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  ( $x = 0.02$  и  $0.04$ ) возникает щель. Сделана оценка величина энергетической щели, определена ее зависимость от концентрации олова и приложенного магнитного поля:  $\Delta$  приблизительно 60 мкэВ при  $x = 0.02$  и 2 мэВ при  $x = 0.04$ .

[1] Xia Y., Qian D., Hsieh D. et al. // Nature Physics. **5**. 398. (2009).  
 [2] Schmitt T.W., Connolly M.R., Schleenvoigt M. et al. // Nano Letters. **22**. 7. (2022).  
 [3] Beenakker C.W.J. // Annu. Rev. Condens. Matter Phys.

**4**. 113. (2013).  
 [4] Fu L., Kane C.L., Mele E.J. // Phys. Rev. Lett. **98**. 106803. (2007).  
 [5] Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов И.А. // М.: Наука, 1972.

- [6] JCPDS — International Centre for Diffraction Data. 2001, **22**.
- [7] Liu C.-X., Qi X.-L., Zhang H. et al. // Phys. Rev. B. **82**. 45122. (2010).
- [8] Kushwaha S.K., Pletikosic I., Liang T. et al. // Nature Communications. **7**. 11456. (2016).
- [9] Hikami S., Larkin A., Nagaoka Y. // Prog. Theor. Phys. **63**, 707. (1980).
- [10] Afzal H., Bera S., Mishra A.K. et al. // J. of Superconductivity and Novel Magnetism. **33**. 1659. (2020).
- [11] Stepina N., Golyashov V.A., Nenashev A.V. et al. // [Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures](#). (2021).
- [12] Minhao L., Jinsong Z., Chang C.-Z. et al. // Phys. Rev. Lett. **108**. 036805. (2012).
- [13] Lang M., He L., Kou X. et al. // Nano Lett. **13**. 48. (2013).
- [14] Xu Y., Miotkowski I., Liu C. // Nature Phys. **10**. 956. (2014).
- [15] Misawa T., Fukuyama Y., Okazaki Y. et al. // IEEE Transactions on instrumentation and measurement. **66**. 6. 1489.
- [16] Altshuler B.L., Aronov A.G., Khmelnskiy D.E. // Journal of Physics C: Solid State Physics. **15**(36). 7367. (1982).
- [17] Овешников Л.Н., Прудкогляд В.А., Нехаева Е.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. **104**, 9. 651. (2016). DOI: 10.7868/S0370274X16210086
- [18] Chamorro J.R., Top A., Fang Y. et al. // APL Mater. **7**. 121108. (2019).
- [19] Gopal R.K., Singh S., Chandra R., Mitra C. // AIP Adv. **5**. 047111. (2015).
- [20] Bao L.H., He L., Meyer N. et al. // Scientific Reports. **2**. 726. (2012).
- [21] Yano R., Kudriashov A., Hirose H. et al. // The J. of Phys. Chem. Lett. **12**, 4180. (2021).
- [22] Шикин А.М. // ФТТ. **62**, 8. 1293. (2020).

## Investigation of magnetoresistance mechanisms of $\text{Bi}_{1.1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$ topological insulator

T.N. Enderova<sup>1,2,a</sup>, V.O. Sakhin<sup>2,b</sup>, Yu.I. Talanov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Kazan Federal University, Institute of Physics, Russia, 420008, Kazan

<sup>2</sup>Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS, Russia, 420029, Kazan

E-mail: <sup>a</sup>tenderova101@mail.ru, <sup>b</sup>vsakhin@yahoo.com

The magnetoresistance mechanisms of  $\text{Bi}_{1.1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  ( $x = 0.02$  and  $0.04$ ) topological insulators (TI) were investigated. The studied crystals have suppressed bulk conductivity, which allows us to study the low temperature effects that occur in the surface conducting states. In the measurements by four-probe DC resistance measurements the quantum correction improving conductivity in low fields ( $H > 1$  kOe) was detected. This quantum correction corresponds to the case of weak antilocalization. The parameter of the phase coherence length  $l_\varphi$  was extracted and its temperature dependence was determined. It was found that an external magnetic field ( $H > 1$  kOe) activation gap appears in the energy spectrum of surface current carriers in  $\text{Bi}_{1.1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  ( $x = 0.02$  and  $0.04$ ) TI. The energy of the activation gap was estimated and its dependence on the stannum concentration and the applied magnetic field was determined:  $\Delta$  of the order of 2 meV for  $\text{Bi}_{1.06}\text{Sn}_{0.04}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  and 60  $\mu\text{eV}$  for  $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  at  $H = 5$  kOe.

PACS: 72.10.Fk; 72.15.Gd; 72.15.Rn.

Keywords: topological insulator, magnetism, weak antilocalization, activation energy.

Received 06 June 2023.

### Сведения об авторах

1. Эндерова Татьяна Николаевна — студентка; e-mail: tenderova101@mail.ru.
2. Сахин Василий Олегович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; e-mail: vsakhin@yahoo.com.
3. Таланов Юрий Иванович — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; e-mail: talanov@kfti.knc.ru.