

Исследование процессов рассеяния носителей тока в топологическом изоляторе $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$ при помощи измерений сопротивления и нерезонансного микроволнового поглощения

Т. Н. Эндерова^{1,*}, В. О. Сахин^{2,†}, И. И. Гимазов², Ю. И. Таланов²

Казанский (Приволжский) федеральный университет

Институт физики,

кафедра квантовой электроники и радиоспектроскопии

Россия, 420008, Казань, ул. Кремлевская, 16а

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 20.05.2022; подписана в печать 30.05.2022)

Исследованы процессы рассеяния носителей тока в топологическом изоляторе $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$ при помощи двух независимых методов: измерений сопротивления и нерезонансного микроволнового поглощения (МВП). Получены температурные зависимости сопротивления и амплитуды МВП. При низких температурах основной вклад в сопротивление вносят проводящие поверхностные состояния. Из сравнения температурных зависимостей сопротивления и микроволнового поглощения было определено, что время рассеяния носителей тока велико по сравнению с периодом колебаний микроволнового поля, что говорит о редких актах рассеяния, и косвенно может указывать на явление слабой антилокализации. Для проверки этого предположения были получены зависимости сопротивления и нерезонансного МВП от магнитного поля. Анализ полученных результатов подтвердил наличие вклада в проводимость от слабой антилокализации. Сделаны оценки длины фазовой когерентности l_ϕ при температурах 1.5 К и 4.2 К. Большие значения этого параметра указывают на перспективность применения данных соединений для создания практических устройств электроники и спинтроники.

PACS: 72.15.Gd, 72.15.Rn, 72.80.Sk УДК: 537.312

Ключевые слова: топологические изоляторы, слабая антилокализация, нерезонансное микроволновое поглощение.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большой интерес для исследования представляет новый класс зонных изоляторов — топологические изоляторы (ТИ) [1, 2]. Всеобщему вниманию ТИ обязаны своими нетривиальными электромагнитными свойствами: электроны проводимости на поверхности ТИ являются фермионами Дирака, энергия которых подчиняется линейному закону дисперсии, при этом импульс и спин электрона жестко связаны друг с другом. Топологическая защищенность носителей тока повышает устойчивость к помехам, а их высокая подвижность позволяет рассматривать ТИ в качестве материалов для создания практических устройств. В частности, они могут найти широкое применение в квантовой электронике и спинтроники [3, 4].

На транспортные свойства поверхностного проводящего слоя топологического изолятора могут оказывать влияние явления слабой локализации или слабой антилокализации, вызванные квантовой интерференцией носителей зарядов [5, 6]. Обычно транспортные характеристики ТИ исследуют с помощью измерения сопротивления на постоянном токе. В данной работе в до-

полнение к измерениям на постоянном токе, использован высокочастотный метод нерезонансного микроволнового поглощения (МВП) и проведен сравнительный анализ результатов, полученных двумя методами.

1. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

В данной работе качестве объекта исследования использовался один из лучших по своим транспортным характеристикам ТИ: $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$ (BSSTS) [7]. Кристаллы были синтезированы в Казанском физико-техническом институте им. Е.К. Завойского.

Кристаллическая решетка халькогенидов висмута имеет ромбоэдрическую структуру с осью симметрии третьего порядка. Кристаллическая решетка образована упорядоченными слоями, лежащими в плоскости, перпендикулярной оси симметрии S_3 . Пять соседних плоскостей от Те до Те связаны сильными ковалентными связями, а между собой эти пятислойные структуры связаны слабым взаимодействием Ван-дер-Ваальса.

Исходное соединение Bi_2Te_3 как правило, обладает высокой концентрацией носителей заряда в объеме и имеет металлический тип проводимости. Поэтому в него вносят компенсирующие примеси — олово Sn, сурьму Sb и серу S, которые уменьшают количество носителей в объеме образца.

* tenderova101@mail.ru

† vsakhin@yahoo.com

Перед проведением измерений кристалл расщеплялся на тонкие пластины с большой чистой поверхностью, параллельной плоскости ab . Характерные размеры пластинки: $7 \times 3 \times 0.1$ мм³.

Для характеристики проводящих свойств образца была снята температурная зависимость сопротивления образца BSSTS. Сопротивление измерялось четырехконтактным методом в диапазоне температур от 4 К до 300 К. Полученная температурная зависимость $\rho(T)$ представлена на рис. 1.

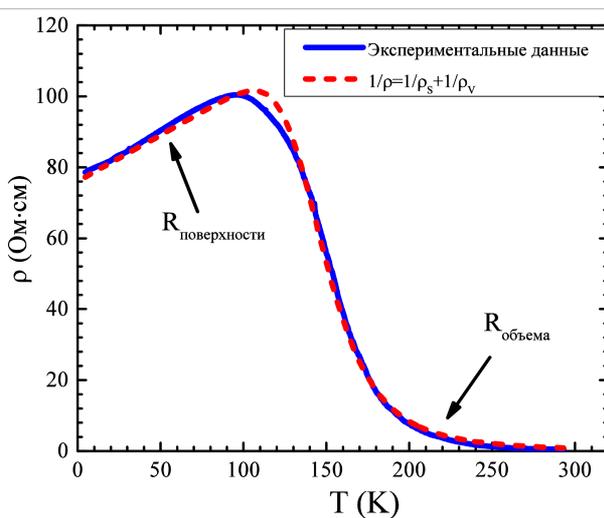


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления ТИ BSSTS: синяя кривая соответствует экспериментальным данным, красная кривая — математическое моделирование

По экспериментальным данным видно, что сопротивление имеет два режима: при температурах $T > 100$ К сопротивление имеет полупроводниковый ход и определяется вкладом от объема образца. При температурах $T < 100$ К ход сопротивления становится металлическим, основной вклад вносит поверхностное проводящее состояние ТИ. Максимум удельного сопротивления достигается при температурах около 100 К и составляет порядка 100 Ом·см. Таким образом, при температурах $T < 100$ К есть возможность непосредственно исследовать поверхностное проводящее состояние ТИ с помощью транспортных методов.

Полученная экспериментальная зависимость была описана как параллельное соединение двух сопротивлений: $1/\rho(T) = 1/\rho_s(T) + 1/\rho_v(T)$. Здесь $\rho_s(T)$ представляет собой простую линейную зависимость от температуры, а $\rho_v(T)$ определяется как обычный для полупроводников закон Аррениуса. С помощью этой модели была определена величина энергетической щели в объеме образца: $\Delta E = 124$ мэВ.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Температурная зависимость нерезонансного микроволнового поглощения

На рис. 2 приведен график сравнения температурных зависимостей сопротивления и амплитуды микроволнового поглощения. Микроволновое поглощение регистрировалось с помощью спектрометра ЭПР Х-диапазона «Bruker BER-418S» на частоте $f = 9.4$ ГГц. В измерениях использовалась модуляция мощности, поэтому экспериментальная кривая представляет собой зависимость поглощения от температуры $P(T)$.

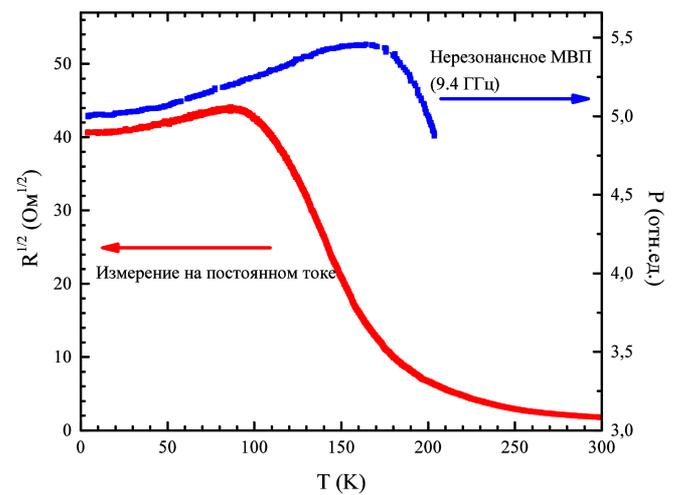


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления и амплитуды МВП BSSTS

Поглощение в резонаторе, как известно, пропорционально омическим потерям, что позволяет сравнить поведение сопротивления образца и нерезонансного МВП. Как видно из рис. 2, поглощение микроволновой мощности в образце BSSTS определяется поверхностным вкладом в сопротивление от самых низких температур до 170 К. Это значение существенно выше, чем температура изменения характера сопротивления в измерениях на постоянном токе (100 К). Таким образом, сравнение результатов показывает, что вклад поверхностного проводящего состояния в МВП заметно превышает такой вклад в сопротивление постоянному току. Кроме того, в измерениях МВП отсутствует необходимость изготовления электрических контактов, а следовательно, и разрушительное их воздействие на поверхность.

В общем случае на разницу в поведении МВП и $R(T)$ может повлиять скин-эффект. Используя полученную экспериментально величину удельного сопротивления $\rho(T)$ можно оценить толщину скин-слоя $\delta = (2\rho/\omega\mu_0)^{1/2}$, где $\omega = 2\pi f$, μ_0 — магнитная постоянная. Минимальная толщина скин-слоя составила $\delta_{min} = 0.25$ мм при $T = 285$ К, что больше, чем толщина образца (0.12 мм). Следовательно, скин-эффект

не оказывает влияния на микроволновое поглощение.

Как известно [8], при измерениях на постоянном токе проводимость определяется формулой $\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*}$, а на переменном — реальная часть комплексной проводимости имеет вид $\sigma_1 = \frac{ne^2}{m^*} \frac{\tau}{1+(\omega\tau)^2}$.

Используя эти формулы для сравнительного анализа экспериментальных данных, полученных при измерениях на постоянном и переменном токе, можно сделать вывод, что величина τ — время рассеяния — на поверхности имеет довольно большое значение, что говорит о редких актах рассеяния носителей тока. Это, в свою очередь, косвенно может указывать на явление слабой антилокализации.

2.2. Магнетосопротивление

Вклад слабой антилокализации наиболее ярко проявляется в поведении магнетосопротивления при низких температурах. На рис. 3 представлена зависимость сопротивления образца BSSTS от магнитного поля при $H \perp ab$ при $T = 4.2$ К и $T = 1.5$ К.

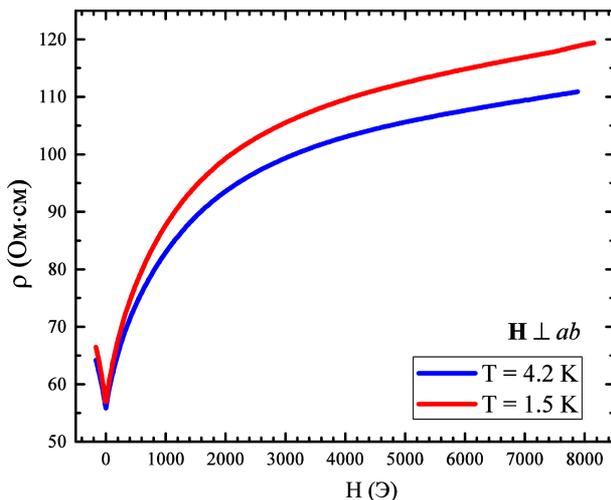


Рис. 3. Магнетосопротивление образца BSSTS для двух температур (1.5 К и 4.2 К) при перпендикулярной ориентации пластинки по отношению к магнитному полю

В высоких полях ($H > 1500$ Э) сопротивление линейно зависит от магнитного поля, в слабых магнитных полях (до 1500 Э) наблюдается резкое уменьшение сопротивления, обусловленное вкладом квантовых поправок в проводимость.

При $T = 1.5$ К величина положительной поправки в проводимость больше, так как уменьшается влияние фоннных колебаний решетки на рассеяние носителей тока. Магнитное поле нарушает условия квантовой интерференции, необходимые для слабой антилокализации, поэтому ее вклад в проводимость резко уменьшается с ростом поля.

2.3. Нерезонансное микроволновое поглощение

Как отмечалось ранее, поглощение пропорционально омическим потерям, поэтому сигнал, детектируемый спектрометром ЭПР с модуляцией магнитного поля имеет вид:

$$\frac{dP}{dH} \sim \frac{d\rho}{dH} \tag{1}$$

Полевые зависимости поглощения были получены на спектрометре именно с такой модуляцией, поэтому экспериментальные данные представляют собой зависимости производной поглощения по полю dP/dH .

На рис. 4 представлены полевые зависимости dP/dH образца BSSTS для двух температур, а также сигнал от пустого резонатора. При $H = 1500$ Э и $H = 3000$ Э наблюдаются резонансные сигналы от кварцевой ампулы, в которую был помещен образец, и кварцевой ячейки криостата.

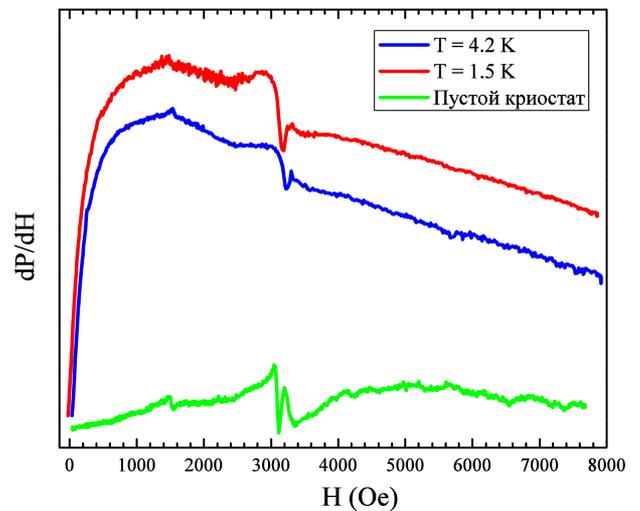


Рис. 4. Нерезонансное МВП образца BSSTS для двух температур (1.5 К и 4.2 К) при перпендикулярной ориентации пластинки по отношению к магнитному полю

Как видим, наличие образца в резонаторе приводит к появлению нерезонансного сигнала. В полях меньше 1500 Э наблюдается резкое возрастание сигнала МВП, что коррелирует с результатами измерения магнетосопротивления. Такое поведение соответствует полевой зависимости вклада в проводимость от слабой антилокализации.

Таким образом, измерения как на постоянном токе, так и на высокой частоте, обнаруживают наличие эффекта квантовой интерференции в проводимости топологического изолятора BSSTS.

2.4. Сравнение данных

Полевую зависимость вклада квантовой интерференции в проводимость можно описать с помощью форму-

Таблица 1. Значения длины фазовой когерентности l_ϕ BSSTS полученные для двух методов эксперимента

	l_ϕ , нм	
	На постоянном токе	Нерезонансное МВП
T = 1.5 K	409 ± 7	393 ± 7
T = 4.2 K	387 ± 5	377 ± 5

лы Хиками–Ларкина–Нагаоки [9].

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

где α — префикс, указывающий на тип квантовых поправок, l_ϕ — длина фазовой когерентности.

Так как полевые зависимости нерезонансного МВП получены в виде $dP/dH(H)$, необходимо преобразовать уравнение (1) к соответствующему виду. Для этого воспользуемся тем фактом, что магнетосопротивление мало при $H = 0$, следовательно, соотношение между магнетопроводимостью $\Delta\sigma(H) = \sigma(H) - \sigma_0$ и магнетосопротивлением $\Delta\rho(H) = \rho(H) - \rho_0$ может быть описано формулой $\frac{\Delta\rho(H)}{\rho_0} = -\frac{\Delta\sigma(H)}{\sigma_0}$, где ρ_0 и σ_0 — сопротивление и проводимость образца при отсутствии магнитного поля [10]. Тогда производная поглощения будет пропорциональна производной проводимости.

$$\frac{dP}{dH} \sim \frac{d\rho}{dH} \sim -\frac{d\sigma}{dH}. \quad (3)$$

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

Таким образом, для описания зависимостей нерезонансного МВП мы использовали формулу (4).

Извлеченные значения длины фазовой когерентности l_ϕ представлены в табл. 1. Данные, полученные при обработке экспериментальных зависимостей по измерениям МВП, хорошо согласуются с данными, полученными из измерений сопротивления четырехконтактным методом.

Аналогичные величины, полученные для образцов Bi_2Se_3 [4, 11], Bi_2Te_3 [11], $\text{Bi}_2\text{Se}_2\text{Te}$ [12] меньше, чем для BSSTS при одинаковых температурах. Большая величина длины фазовой когерентности образца BSSTS делает его перспективным образцом для применения в создании практических устройств.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были исследованы транспортные свойства трехмерного топологического изолятора BSSTS. При измерениях четырехконтактным методом проводимость всего образца определяется проводимостью поверхностного проводящего состояния при $T < 100$ К. При измерениях с помощью нерезонансного МВП проводимость поверхности вносит основной вклад при температурах до 170 К. Сравнение температурных зависимостей, полученных двумя методами, позволяет сделать вывод о большой величине времени рассеяния τ , что является косвенным свидетельством наличия слабой антилокализации. Напрямую квантовая поправка в проводимость, связанная со слабой антилокализацией, была обнаружена при измерении зависимостей от магнитного поля. При этом данные, полученные на постоянном токе и высокочастотным методом, хорошо согласуются друг с другом. Был извлечен параметр длины фазовой когерентности l_ϕ , который для обоих методов составил порядка 400 нм. Это достаточно высокая величина в сравнении с значениями l_ϕ для других трехмерных ТИ.

Дальнейшее изучение и использование метода нерезонансного МВП для исследования транспортных характеристик топологических изоляторов позволит получить дополнительную информацию о рассеянии носителей тока в данных соединениях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках гранта 20-02-00910.

[1] Hasan M.Z., Kane C.L. // Rev. Mod. Phys. 2010. **82**. N 4. P. 3045.
 [2] Xia Y., Qian D., Hsieh D. et al. // Nature Physics. 2009. **5**. P. 398.
 [3] Karzig T., Knapp C., Lutchny R., Bonderson P. et al. // Phys. Rev. B. 2017. **95**. P. 235.
 [4] Yue C., Jiang S., Zhu H., Chen L. // Electronics. 2018. **7**. P. 225.

[5] Hai-Zhou Lu, Shun-Qing Shen // Department of Physics. 2014.
 [6] Brahlek M, Koirala N., Bansal N., Oh S. // Solid State Comm. 2015. **215**. P. 54.
 [7] Kushwaha S. K., Pletikosić I., Liang T. et al. // Nature Comm. 2016. **7**. P. 11456.
 [8] Trunin M.R. // Journal of Superconductivity. 1998. **11**, P. 381.

- [9] Hikami S., Larkin A., Nagaoka Y. // Prog. Theor. Phys. 1980. **63**, P. 707.
- [10] Golosovsky M., Monod P., Mududli P.K. et al. // Phys. Rev. 2007. **76**, 184414.
- [11] Kuntsevich A. Yu., Gabdullin A. A., Prudkoglyad V. A. et al. // Phys. Rev. B. 2016. **94**. P. 235401.
- [12] Bao L., He L., Meyer N. et al. // Science reports. 2012.

Magnetoconductance and Nonresonant Microwave Absorption Study of Carrier Scattering in the $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$ Topological Insulator

T.N. Enderova^{1,a}, V.O. Sakhin^{2,b}, I.I. Gimazov², Yu.I. Talanov²

¹Kazan Federal University, Institute of Physics. Kazan, 420008, Russia

²Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS, Kazan, 420029, Russia

E-mail: ^atenderova101@mail.ru, ^bvsakhin@yahoo.com

Carrier scattering processes in $\text{Bi}_{1.08}\text{Sn}_{0.02}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$ (BSSTS) topological insulator (TI) were studied using two independent methods: four-probe resistance measurements together with nonresonant microwave absorption (NMA). We obtained temperature dependences of resistance and NMA amplitude of BSSTS thin flakes. At low temperatures ($T < 100$ K) BSSTS resistance behavior is determined by contribution of metallic topological surface states. The comparison of the results obtained by both methods allows us to make a conclusion that scattering time is larger than measurement frequency. It implies that scattering events are rare and gives indirect evidence of weak antilocalization effect. To study this phenomenon, we obtained magnetic field dependences of resistance and NMA of BSSTS. Results exhibit clear evidence of weak antilocalization contribution to TI conductivity. Analysis of the results allowed us to estimate phase coherence length l_ϕ at 1.5 K and 4.2 K temperatures. Obtained values of l_ϕ are close to 400 nm and relatively high in comparison with similar bismuth chalcogenide compounds. That makes BSSTS attractive for future applications at spintronics.

PACS: 72.15.Gd, 72.15.Rn, 72.80.Sk.

Keywords: topological insulators, weak antilocalization, nonresonant microwave absorption.

Received 20 May 2022.

Сведения об авторах

1. Эндерова Татьяна Николаевна — студент, e-mail: tenderova101@mail.ru.
2. Сахин Василий Олегович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник, e-mail: vsakhin@yahoo.com.
3. Гимазов Ильнур Илхамович — мл. науч. сотрудник, e-mail: gimazov94@yandex.ru.
4. Таланов Юрий Иванович — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник, e-mail: talanov@kfti.knc.ru.