

## СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ И СЛАБАЯ АНТИЛОКАЛИЗАЦИЯ В УЛЬТРАТОНКИХ НАНОПЛАСТИНАХ $Sb_2Te_3$

А.А. КУЗАНЯН<sup>1</sup>, С.Р. АРУТЮНЯН<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

<sup>2</sup>Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

\*e-mail: sergeyhar56@gmail.com

(Поступила в редакцию 31 августа 2021 г.)

Исследована электрическая проводимость нанопластин топологического изолятора  $Sb_2Te_3$  разной толщины, выращенных методом парофазного осаждения. Выявлены особенности проводимости в зависимости от поперечного магнитного поля (0–9 Тл) и температуры (3–300 К). В магнитном поле ультратонкие нанопластинки  $Sb_2Te_3$  толщиной около 11 нм демонстрируют гигантскую аномалию слабой антилокализации, сопутствующую эффектом слабой локализации. Непрерывное уменьшение электрического сопротивления с понижением температуры и его резкое падение при температуре ~4 К является признаком сверхпроводящего перехода. В ультратонких образцах наблюдается перестраиваемый магнитным полем переход сверхпроводник–изолятор.

### 1. Введение

Топологические изоляторы (ТИ) представляют собой новый класс квантовых веществ, в которых бесщелевые металлические поверхностные состояния существуют с объемной запрещенной зоной [1–3]. Эти поверхностные состояния возникают из-за сильного спин-орбитального взаимодействия, присущего топологическим изоляторам, и представляют собой спиральные безмассовые конусы Дирака с синхронизацией спина и импульса, защищенные симметрией относительно обращения времени. Замечательным следствием таких поверхностных состояний является защита электронов от обратного рассеяния, вызванного дефектами решетки. Уникальная, нетривиальная природа ТИ привлекает повышенное внимание и рассматривается как основа для будущей спинtronики и электроники [4–6]. Была предсказана также нетрадиционная сверхпроводимость, которая может возникать на поверхностях трехмерных ТИ, в которых расположены каналы проводимости спиральных фермионов Дирака [7–11]. Топологическое состояние поверхности исследовалось различными методами такими как фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением и сканирующая тунNELьная микроскопия. Транспортные измерения на тонких монокристаллических материалах [11–16] и поликристаллических пленках также

продемонстрировали существование таких топологических состояний поверхности. В ТИ электрон поверхностных состояний приобретает  $\pi$ -фазу Берри, совершая движение по замкнутой траектории вокруг поверхности Ферми, что может привести к квантовой поправке к проводимости при низких температурах, известной как слабая антилокализация (WAL) [17–19]. Эффект WAL, связанный с электронами в поверхностном состоянии, противоположен эффекту слабой локализации (WL) – другой хорошо известной квантовой поправке к проводимости при низких температурах, связанной с объемными электронами. Оба эффекта проявляются при низких температурах в образцах мезоскопических размеров. В то время как для наблюдения эффекта WAL необходимо иметь достаточно тонкий образец (чтобы получить ощутимый вклад поверхностных состояний в транспорт), то эффект WL обычно проявляется в материале, имеющем определенную степень беспорядка (вызванного дефектами и ограниченными размерами). Случай когда электроны сохраняют свою фазовую когерентность в режиме диффузии даже после многократного рассеяния ( $L_\phi \gg l$ , где  $L_\phi$  и  $l$  длина фазовой когерентности и длина свободного пробега соответственно) называется режимом квантовой диффузии. В этом режиме квантовая интерференция между обращенными во времени петлями рассеяния вызывает поправку к проводимости. Слабая локализация или слабая антилокализация являются следствием этой коррекции к проводимости. Приложение магнитного поля приводит к подавлению деструктивной интерференции (в случае эффекта WAL), вызывающей отрицательную магнитопроводимость, или к подавлению конструктивной интерференции (в случае эффекта WL), вызывающей положительную магнитопроводимость. В пределе сильной спин-орбитальной связи для 2D системы изменение магнитопроводимости  $\delta\sigma$  из-за слабой локализации или слабой антилокализации можно описать уравнением Хиками-Ларкина-Нагаока (HLN) [20]:

$$\delta\sigma = \alpha \frac{e^2}{\pi h} \left( \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\phi}{B}\right) - \ln\left(\frac{B_\phi}{B}\right) \right), \quad (1)$$

где  $\psi$  – дигamma функция,  $B_\phi = \hbar/8\pi e L_\phi$  – характеристическое магнитное поле, необходимое для нарушения фазовой когерентности,  $\alpha$  равно для WL +1, для WAL  $-1/2$ , когда только одно спиральное поверхностное состояние вносит вклад в проводимость и  $-1$ , когда участвуют как верхнее, так и нижнее поверхностные состояния. Изучение эффектов WAL и WL по-прежнему актуально как мощный инструмент исследования поверхностных состояний.

Несмотря на большое количество свидетельств эффекта слабой антилокализации в образцах топологических изоляторов, температурная зависимость проводимости не показывает соответствующее повышение проводимости при понижении температуры, которая ожидается при слабой антилокализации. Вместо этого большинство экспериментов демонстрируют подавление проводимости при понижении температуры, что характерно для слабой локализации [21–24].

Теллурид сурьмы  $Sb_2Te_3$  известен как хороший термоэлектрический

материал и принадлежит к семейству топологических изоляторов. Соединение имеет ромбоэдрическую фазу симметрии с пространственной группой  $R\bar{3}m$ . Структура, рассматриваемая как гексагональная элементарная ячейка, состоит из трех пятислойных частей, связанных силами Ван-дер-Ваальса, что указывает на слоистую структуру в направлении гексагональной оси  $c$ . Отличительной особенностью этого соединения является относительно большая концентрация объемных носителей заряда. Это можно рассматривать как ограничение при изучении свойств, связанных с топологическими состояниями поверхности. Однако недавно было сообщено о сверхпроводимости в топологическом изоляторе  $Sb_2Te_3$  с переходом к нулевому сопротивлению, вызванного незначительным изменением состава, которое приводило к истощению объемного канала проводника [25].

В данной работе исследованы монокристаллические нанопластины  $Sb_2Te_3$  разной толщины, для наблюдения эволюции транспортных свойств при низких температурах.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Монокристаллические нанопластины  $Sb_2Te_3$  различной толщины были выращены методом термического осаждения на подложке  $SiO_2/Si$  с использованием поликристаллического  $Sb_2Te_3$  в качестве исходного материала. Изображение части подложки с выросшими на ней нанопластинами полученное сканирующим электронным микроскопом (СЭМ) показано на рис.1. Подходящие по размерам нанопластины выбирались для измерений. Транспортные измерения проводились четырехзондовым методом в установке по измерению физических свойств в магнитных полях до 9 Тл. Магнитосопротивление (MR) определялось как  $(100\%) \times (R_B - R_0)/R_0$ , где  $R_B \equiv R(B)$  – сопротивление в магнитном поле, а  $R_0$  – сопротивление без магнитного поля.

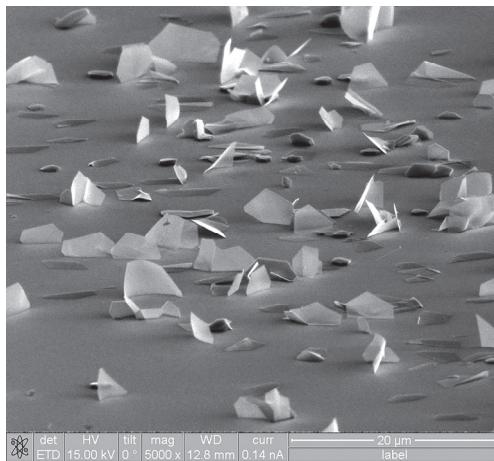


Рис.1. СЭМ фотография выращенных на  $SiO_2/Si$  подложке нанопластин  $Sb_2Te_3$ .

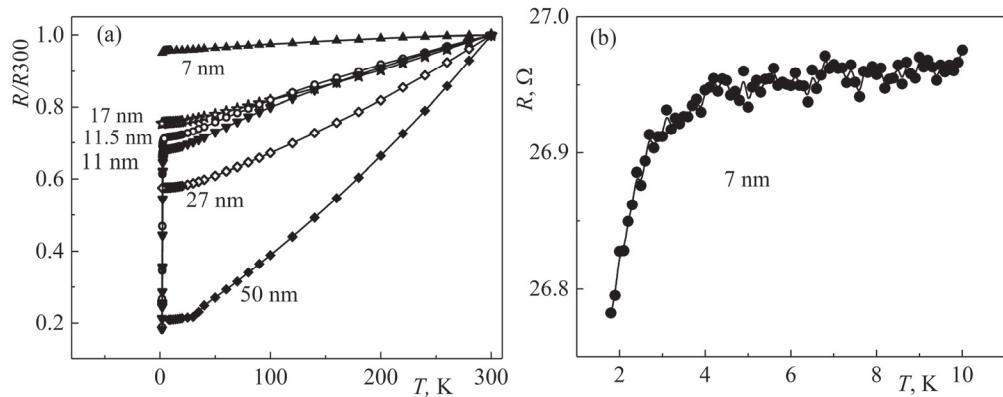


Рис.2. (а) Температурные зависимости нормированного сопротивления нанопластин  $Sb_2Te_3$  различной толщины, (б) зависимость  $R(T)$  образца толщиной 7 нм при  $T < 10$  К.

Кривые температурной зависимости нормированного сопротивления  $R(T)/R_{300}$  нанопластин  $Sb_2Te_3$  (Рис.2) демонстрируют последовательное уменьшение крутизны зависимости  $R(T)$  с уменьшением толщины нанопластин.

Это является результатом увеличения беспорядка (и как следствие – уменьшение подвижности носителей заряда) в образцах при уменьшении их размеров. Однако вместо выхода на постоянную величину сопротивление пластин

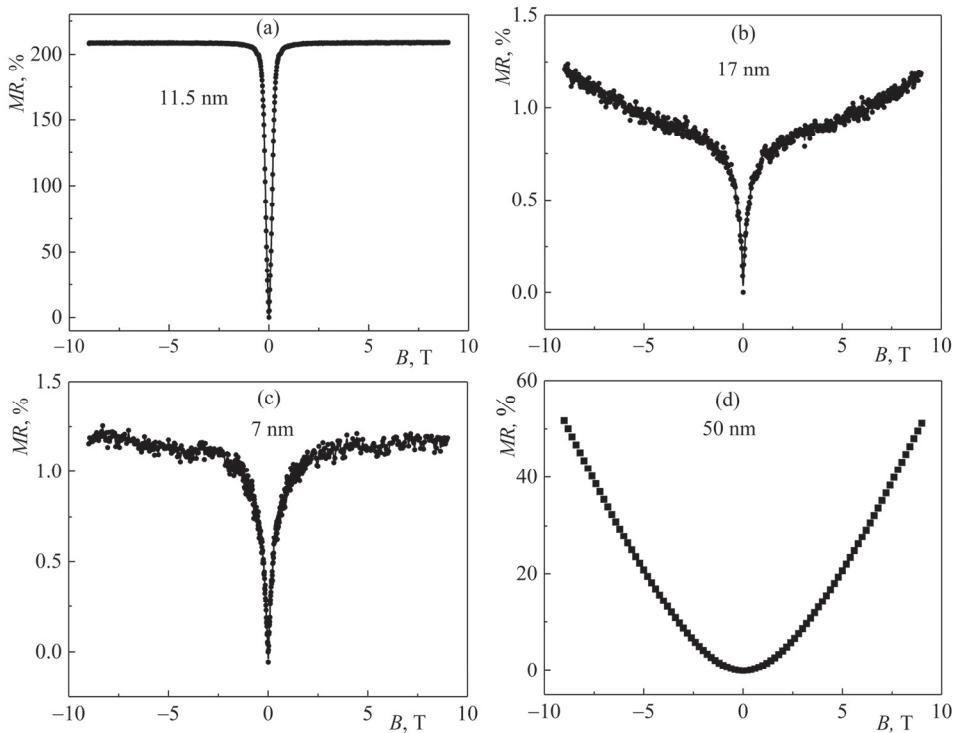


Рис.3. Магнитосопротивление  $MR$  % образцов  $Sb_2Te_3$  различной толщины при температуре 2 К.

толщиной 11 нм и 11.5 нм резко падает при температуре  $\sim 4$  К, что представляет собой переход, аналогичный сверхпроводящему. Падение сопротивления, в несколько меньшей степени, наблюдается также у образца толщиной 7 нм (Рис.2б).

Магнитосопротивление образцов при 2 К представлено на рис. 3. Как и в случае с  $R(T)$ , здесь наблюдается значительная разница в значениях MR от толщины нанопластин. Обычный положительный эффект  $MR$  вызывается усилением рассеяния носителей заряда из-за отклонения их траекторий в магнитном поле под действием силы Лоренца и пропорционален  $\sim(\mu B)^2$ , где  $\mu$  – подвижность носителей заряда, а  $B$  – вектор индукции магнитного поля. Образцы толщиной больше 20 нм показывают наибольшие значения MR, что также подразумевает наибольшее значение подвижности носителей заряда (в соответствии с поведением  $R(T)$ ). Образцы толщиной 17 нм, 27 нм уже показывают аномалию (острие) на кривой MR в нулевом магнитном поле, что указывает на наличие WAL, отсутствующего в случае более толстых образцов. Данная аномалия WAL на кривой  $MR$  образцов толщиной  $\sim 11$  нм чрезвычайно велика и обеспечивает практически 100% изменение магнитосопротивления образца при этой температуре. Обычная, лоренцева часть магнитосопротивления ( $\sim B^2$ ) не проявляется, вместо этого мы наблюдаем почти постоянное магнитосопротивление MR не зависящее от магнитного поля вплоть до 9 Тл. Такое поведение предполагает, что все носители заряда этого образца при 2 К находятся в локализованном состоянии.

Рис.4 демонстрирует эволюцию кривых  $R(B)$  образцов толщиной 7 нм и 11.5 нм с температурой. С повышением температуры WAL аномалия размывается. Кривые  $R(B)$  показывают непрерывное увеличение сопротивления от напряженности магнитного поля. Однако при некотором значении критического магнитного поля  $B_c$  кривые  $R(B)$  соответствующие разным температурам пересекаются и в конечном итоге все они располагаются в обратном порядке. Т.е. если при  $B = 0$  чем выше температура, тем выше сопротивление, то при полях больше величины  $B_c$  (для каждого образца имеется своя величина критического магнитного поля  $B_c$ ) чем выше температура, тем ниже сопротивление. Такое расположение указывает на то, что за пределами аномалии, соответствующей  $R(B)$  при 2 К,

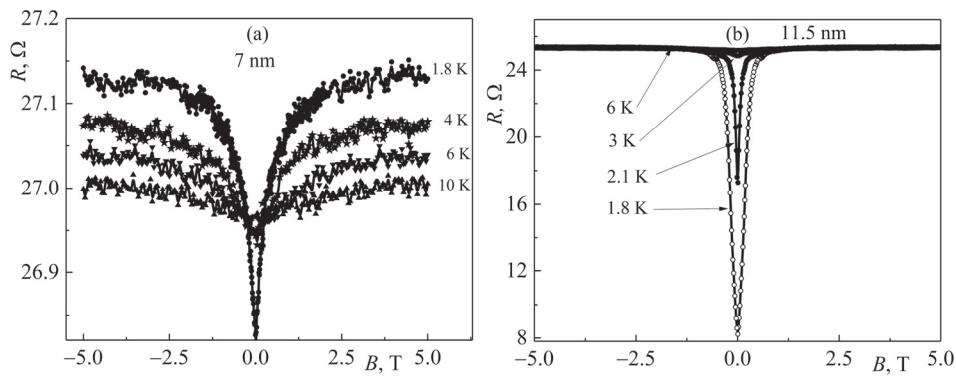


Рис.4. Эволюция кривых  $R(B)$  образцов толщиной 7 нм и 11.5 нм с температурой.

набор кривых  $R(B)$  показывает температурную зависимость присущую эффекту WL (сопротивление увеличивается с понижением температуры). Итак, мы можем выделить три различных участка: за пределами остряя аномалии на кривой  $R(B)$ , в магнитном поле больше  $B_c$  наблюдается эффект WL; внутри остряя аномалии, при магнитном поле  $0 < B < B_c$  реализуется смешанное условие WL-WAL; внутри остряя аномалии, при  $B = 0$  реализуется эффект WAL. Полученный кроссовер между WAL и WL в образцах толщиной 7 нм и 11.5 нм позволяет предположить (как и в случае магнитного легирования), что топологические поверхностные состояния приобрели массу. Такой ход кривых напоминает поведение топологического изолятора  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  после легирования магнитными ионами хрома Cr, что приводит к кроссоверу WAL–WL [26].

На рис. 5 изображена температурная зависимость поправки к проводимости  $\Delta\sigma_L(T)$  нанопластины толщиной 7 нм в магнитных полях 0–5 Тл. В двумерной системе поправка на проводимость из-за квантовой интерференции принимает вид логарифмической функции. Величина поправки к проводимости, зависящая от температуры, определяется как:

$$\Delta\sigma_L \propto \pm p \frac{e^2}{\pi h} \ln\left(\frac{T}{T_L}\right), \quad (2)$$

где  $T_L$  – характерная температура, знак (–) соответствует WL, а (+) для WAL,  $p$  – константа, зависящая от механизма расфазировки. Из Рис.5 видно, что температурная зависимость поправки к проводимости  $\Delta\sigma_L(T)$  в магнитных полях  $B > 1$  Тл и  $T < 6$  К удовлетворяет логарифмической функции, т.е. демонстрирует WL эффект.

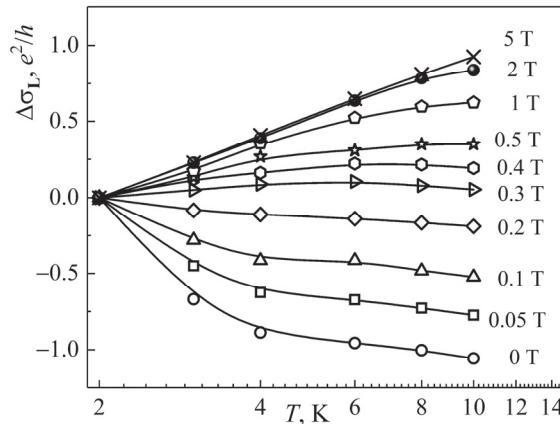


Рис.5. Температурная зависимость поправки к проводимости  $\Delta\sigma_L(T)$  нанопластины толщиной 7 нм в магнитном поле.

Однако зависимость  $\Delta\sigma_L(T)$  в магнитных полях  $\leq 0.2$  Тл отклоняется от уравнения (2), особенно при температурах  $\leq 4$  К. В случае наноструктуры толщиной 7 нм это может происходить из-за сверхтонкого размера, который вызывает гибридизацию между состояниями верхней и нижней топологическими поверхностями и открытие энергетической щели. Недавно было показано, что объемные состояния в тонкой пленке топологического изолятора могут иметь

слабую локализацию, в отличие от других систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием [27]. Следовательно, другой версией наблюдаемого кроссовера WAL-WL могло быть одновременное существование эффекта WAL от поверхностных состояний и эффекта WL от объемных состояний. На рис. 5 точки, соответствующие  $\Delta\sigma_L$  при  $T < 4$  К, находятся вне общего тренда для WAL, что указывает на более сильную зависимость от температуры. Здесь можно предположить, что этот результат является следствием перехода в сверхпроводящее состояние, а набор кривых указывает на проявление перехода сверхпроводник-изолятор. Ранее мы подогнали уравнение HLN к магнитопроводимости образца толщиной 25 нм и нашли удовлетворительные значения для параметров  $\alpha$  и  $L_\phi$ , то есть  $\alpha = -0.71$  и  $L_\phi = 300$  нм при 2 К [28]. Однако, попытка подогнать уравнение HLN к зависимости  $\delta\sigma_L(B)$  образца толщиной 11.5 нм не дала приемлемых результатов (полученные значения параметров  $\alpha$  и  $B_\phi$  сильно отклоняются от разумных и не могут считаться достоверными). Например: величина  $\alpha$  получается больше единицы. Невозможность подогнать уравнение HLN к магнитопроводимости образца толщиной 11.5 нм свидетельствует в пользу предположения, что образец находится в смешанном состоянии, одним из которых, вероятно, является сверхпроводящее состояние.

Угловые зависимости сопротивления  $R(\Theta)$  от магнитного поля образца толщиной 11 нм были измерены при 1.8 К, в различных постоянных магнитных полях и представлены на рис.6. Полученные кривые демонстрируют отсутствие какого-либо отклика на воздействие параллельного магнитного поля и подтверждают 2D-характер нанопластины.

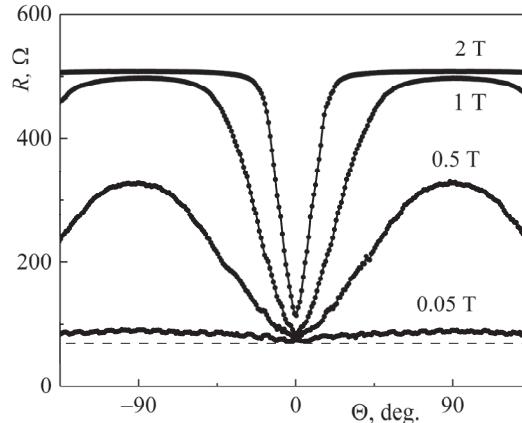


Рис.6. Угловые зависимости сопротивления  $R(\Theta)$  образца толщиной 11 нм от магнитного поля при  $T=1.8$  К.

### 3. Заключение

Исследованы транспортные свойства нанопластин топологического изолятора  $Sb_2Te_3$  разной толщины, выращенных методом термического осаждения. Прослежена эволюция транспортных свойств при низких температурах. В то время как поведение образца толщиной 50 нм полностью контролируется

объемными состояниями, образец толщиной 17 нм показывает зарождение WAL, которое является вкладом топологических поверхностных состояний. Ультратонкие нанопластины Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> толщиной около 11.5 нм демонстрируют непрерывное уменьшение сопротивления с понижением температуры и резкое падение, начиная с 4 К, что напоминает сверхпроводящий переход. Аномалия WAL на кривой MR образца толщиной 11.5 нм чрезвычайно велика, обеспечивая почти 100% изменение магнетосопротивления образца. Эта необычно большая аномалия WAL сопровождается WL поведением при более высоких магнитных полях. Полученные данные позволяют предположить наличие смешанных состояний, в случае образцов толщиной около 11.5 нм при низких температурах, одним из которых является сверхпроводящее состояние. Угловая зависимость магнетосопротивления подтверждает 2D характер нанопластины.

Авторы благодарны профессору Yang Yuan Chen за предоставленную возможность провести измерения в Институте физики (Тайбэй, Тайвань).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. H. Zhang, Ch-X. Liu, X-L. Qi, Xi. Dai, Zh. Fang, Sh-Ch. Zhang. Nat. Phys., **5**, 438 (2009).
2. J. Zhang, C.-Z. Chang, Z. Zhang, J. Wen, X. Feng, K. Li, M. Liu, K. He, L. Wang, X. Chen, Q.-K. Xue, X. Ma, Y. Wang. Nat. Commun., **2**, 574 (2011).
3. M.Z. Hasan, C.L. Kane. Rev. Mod. Phys., **82**, 3045 (2011).
4. G. Moore, N. Read. Nucl. Phys. B, **360**, 362 (1991).
5. A.Yu. Kitaev. Ann. Phys., **303**, 2 (2003).
6. A. Stern. Nature, **464**, 187 (2010).
7. X-L. Qi, Sh-Ch. Zhang. Rev. Mod. Phys., **83**, 1057 (2011).
8. S.G. Buga, V.A. Kulbachinskii, V.G. Kytin, G.A. Kytin, I.A. Kruglov, N.A. Lvova, N.S. Perov, N.R. Serebryanyaya, S.A. Tarelkin, V.D. Blank. Nano Lett., **21**, 2758 (2021).
9. Y. Zang, F. Küster, J. Zhang, D. Liu, B. Pal, H. Deniz, P. Sessi, M.J. Gilbert, S.S.P. Parkin. Nano Lett., **21**, 2758 (2021).
10. L. Fu, C.L. Kane. Phys. Rev. Lett., **100**, 096407 (2008).
11. P. Sengupta, T. Kubis, Y. Tan, G. Klimeck. J. Appl. Phys., **117**, 044304 (2015).
12. D.-X. Qu, Y.S. Hor, J. Xiong, R.J. Cava, N.P. Ong. Science, **329**, 821 (2010).
13. H.L. Peng, K.J. Lai, D.S. Kong, S. Meister, Y.L. Chen, X.-L. Qi, S.-C. Zhang, Z.-X. Shen, Y. Cui. Nat. Mater., **9**, 225 (2010).
14. J.G. Analytis, R.D. McDonald, S.C. Riggs, J.-H. Chu, G.S. Boebinger, I.R. Fisher. Nat. Phys., **6**, 960 (2010).
15. B. Hamdou, J. Gooth, A. Dorn, E. Pippel, K. Nielsch. Appl. Phys. Lett., **103**, 193107 (2013).
16. H.B. Zhang, H.L. Yu, G.W. Yang. EPL, **95**, 56002 (2011).
17. M. Brahlek, N. Koirlala, N. Bansal, S. Oh. Solid State Commun., **215-216**, 54, (2015).
18. K. Shrestha, D. Graf, V. Marinova, B. Lorenz, C.W. Chu. J. Appl. Phys., **122**, 145901 (2017).
19. Sh.-P. Chiu, J.-J. Lin. Phys. Rev. B, **87**, 035122 (2013).
20. S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka. Prog. Theor. Exp. Phys., **63**, 707 (1980).

21. J. Wang, A.M. DaSilva, C.Z. Chang, K. He, J.K. Jain, N. Samarth, X.C. Ma, Q.K. Xue, M.H.W. Chan. Phys. Rev. B, **83**, 245438 (2011).
22. M. Liu, C.Z. Chang, Z. Zhang, Y. Zhang, W. Ruan, K. He, L.L. Wang, X. Chen, J.F. Jia, S.C. Zhang, Q.K. Xue, X.C. Ma, Y. Wang. Phys. Rev. B, **83**, 165440 (2011).
23. R.K. Gopal, S. Singh, R. Chandra, Ch. Mitra. AIP Adv., **5**, 047111 (2015).
24. J. Chen, X.Y. He, K.H. Wu, Z.Q. Ji, L. Lu, J.R. Shi, J.H. Smet, Y.Q. Li. Phys. Rev. B, **83**, 241304(R) (2011).
25. L. Zhao, H. Deng, I. Korzhovska, M. Begliarbekov, Zh. Chen, E. Andrade. Nat. Commun., **6**, 8279 (2015).
26. L. Bao, W. Wang, N. Meyer, Y. Liu, Ch. Zhang, K. Wang, P. Ai, F. Xiu. Sci. Rep., **3**, 2391 (2013).
27. H.-Zh. Lu, Sh.-Q. Shen. Phys. Rev. B, **84**, 125138 (2011).
28. Y.-Ch. Huang, P.C. Lee, C.H. Chien, F.Y. Chiu, Y.Y. Chen, S.R. Harutyunyan. Physica B: Condensed Matter, **452**, 108 (2014).

ԹՈՒՅԼ ՏԵՂԱՅՆԱՑՈՒՄԸ ԵՎ ԹՈՒՅԼ ՀԱԿԱՏԵՂԱՅՆԱՑՈՒՄԸ  
 $Sb_2Te_3$  ԳԵՐԲԱՐԱԿ ՆԱՆՈԹԻԹԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ա.Ա. ԿՈՒԶԱՆՅԱՆ, Ս.Ռ. ՀԱՐՈՒՅՆՅԱՆ

Ուսումնասիրվել է գոլորշափազային փոշենստեցման եղանակով ստացված տարբեր հաստության  $Sb_2Te_3$  տոպոլոգիական մեկուսիչ նանոթիթեղների էլեկտրահաղորդունակությունը: Բացահայտվել են հաղորդականության առանձնահատկություններ կախված լայնակի մագնիսական դաշտից (0–9 T) և ջերմաստիճանից (3–300 K): Մագնիսական դաշտում մոտ 11 նմ հաստությամբ գերբարակ  $Sb_2Te_3$  նանոթիթեղները ցուցաբերում են թույլ հակառեղայնացման հսկա անոմալիա ուղեկցվելով թույլ տեղայնացման ազդեցությամբ: Ջերմաստիճանի նվազմանը զուգահեռ էլեկտրական դիմադրության անընդհատ նվազումը և դրա կտրուկ անկումը ~4 K ջերմաստիճանում գերհաղորդիչ անցման նշան է: Գերբարակ նմուշներում դիտվում են մագնիսական դաշտի կարգավորելի գերհաղորդիչ-մեկուսիչ անցում:

## WEAK LOCALIZATION AND WEAK ANTI-LOCALIZATION IN ULTRA THIN $Sb_2Te_3$ NANOPLATES

A.A. KUZANYAN, S.R. HARUTYUNYAN

The electrical conductivity of  $Sb_2Te_3$  topological insulator nanoplates of different thickness, grown by vapor-phase deposition, has been investigated. The features of conductivity are revealed depending on the transverse magnetic field (0–9 T) and temperature (3–300 K). In a magnetic field, ultrathin  $Sb_2Te_3$  nanoplates with a thickness of about 11 nm demonstrate a giant anomaly of weak antilocalization, accompanied by the effect of weak localization. A continuous decrease in electrical resistance with decreasing temperature and its sharp drop at a temperature of ~4 K is a sign of a superconducting transition. Ultrathin samples exhibit a magnetic-field tunable superconductor-insulator transition.