

УДК 537.9

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ И СОПРОТИВЛЕНИЯ ХОЛЛА В НАНОПЛАСТИНАХ Sb_2Te_3

С.Р. АРУТЮНЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

e-mail: sergeyhar56@gmail.com

(Поступила в редакцию 7 марта 2017 г.)

Нанопластины теллурида сурьмы (Sb_2Te_3) различной толщины были выращены методом осаждения из газовой фазы. Сопротивление Холла и магнитосопротивление образцов было измерено в магнитных полях до 9 Т при температурах от 2 до 300 К. Температурная зависимость сопротивления Холла и магнитосопротивления нанопластин демонстрирует сильную зависимость от толщины образцов. Относительно толстые образцы показывают нелинейную зависимость сопротивления Холла от магнитного поля. Данные измерений анализируются в рамках модели многоканального транспорта. Различие в поведении приписывается к существованию двух каналов переноса заряда с высокой и низкой подвижностью носителей.

1. Введение

Соединение теллурида сурьмы (Sb_2Te_3), известное как полупроводник с высокими термоэлектрическими характеристиками [1], в последнее время привлекает повышенное внимание исследователей тем, что является также хорошим топологическим изолятором [2]. Топологические изоляторы, являясь тривиальными изоляторами с точки зрения электронных состояний в объеме (наличие энергетической щели), в то же время имеют спин-поляризованные, бесщелевые энергетические состояния поверхности (поверхностные состояния). Эти поверхностные состояния являются недиссипативными (не чувствительны к дефектам структуры) и высокопроводящими, так как защищены симметрией обращения времени. Топологические изоляторы рассматриваются как перспективные материалы для спинтроники и квантовых вычислений [3, 4]. Ряд квантовых транспортных явлений, таких как осцилляции Шубникова–де Гааза, эффект слабой антилокализации, универсальные флуктуации проводимости, эффекты Ааронова–Бома и Ааронова–Спивака уже наблюдались при исследованиях нанопроволок, нанопластин и тонких пленок топологических изоляторов [5–12]. В топологических изоляторах были зарегистрированы и другие интересные явления,

такие как ненасыщающееся линейное магнитосопротивление и аномальное сопротивление Холла [13–19]. Было высказано предположение о том, что линейный отклик магнитосопротивления следует из линейной дисперсии поверхностных состояний дираковского типа, которая, согласно квантовой теории линейных магнитосопротивлений, разработанной Абрикосовым, должна привести к такому явлению [18]. Некоторые исследования также показали, что модифицированная модель квантовой фазовой когерентности (Хиками–Ларкин–Нагаока) может описать линейное магнитосопротивление [19]. Аномальный эффект Холла ранее был обнаружен в ферромагнитных проводниках и индуцировался спин-зависимым рассеянием носителей заряда [20]. Происхождение нелинейного сопротивления Холла в топологических изоляторах приписывается к вкладу поверхностных состояний и является следствием аномального эффекта Холла, описываемого теорией Дирака [13, 17].

В настоящей работе приводятся результаты исследований зависимости поведения магнитосопротивления и сопротивления Холла нанопластин Sb_2Te_3 от их толщины в интервале температур от 2 до 300 К. Теллурид сурьмы является полупроводником p -типа, валентная зона которого многодолинная и состоит из верхней (легкие дырки) и нижней валентных зон (тяжелые дырки), ответственных за проводимость [21]. Необходимо учесть, что для наблюдения эффектов, связанных с вкладом в проводимость поверхностных состояний, требуются тонкие образцы. Поэтому в данной работе для сравнения были выбраны образцы с различными толщинами, а именно: 25, 34 и 450 нм.

2. Приготовление образцов и результаты измерений

Монокристаллические нанопластины Sb_2Te_3 разной толщины были выращены методом осаждения из газовой фазы с использованием поликристаллического соединения Sb_2Te_3 в качестве исходного материала [22, 23]. Монокристалличность нанопластин подтверждена данными исследования этих образцов сканирующим электронным микроскопом (СЭМ) и просвечивающим электронным микроскопом (ПЭМ) рис.1. Свободно стоящие и вертикально ориентированные нанопластины необходимой толщины переносились на стандартный чип механическим микроманипулятором для последующего нанесения электрических контактов и подводящих проводов методом электронной литографии. Элементный анализ, проведенный методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, показал одинаковое атомное соотношение $\text{Sb}/\text{Te} = (41 \pm 1)/(59 \pm 1)$ у всех трех образцов. Измерения сопротивления полученных образцов проводились на коммерческой установке измерения физических свойств стандартным четырехзондовым методом, в перпендикулярных к плоскости образцов

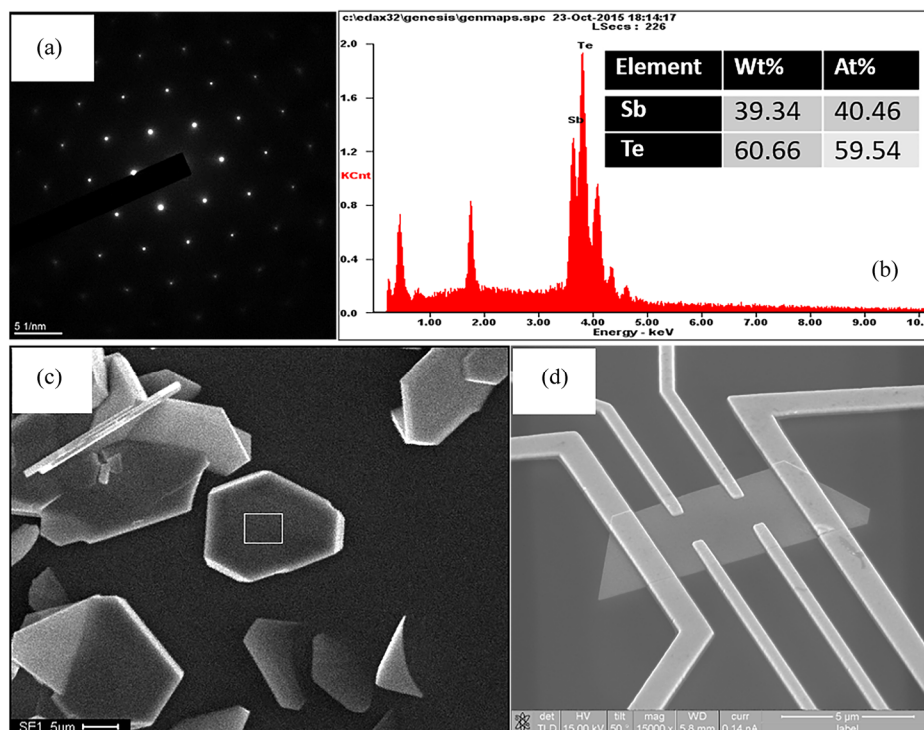


Рис.1. (a) ПЭМ дифрактограмма одной из нанопластин. (b) Энергодисперсионный рентгеновский спектр одной из нанопластин. (c) СЭМ фотография выращенных нанопластин с выделенной прямоугольной областью, где проводился энергодисперсионный рентгеновский спектральный анализ. (d) СЭМ фотография нанопластины с нанесенными электродами, готовой к проведению измерений.

магнитных полях до 9 Т и при температурах от 2 до 300 К. Магнитосопротивление определялось как $MR = (100\%) \times (R_B - R_0)/R_0$, где сопротивление $R_B = R(B)$ образца в магнитном поле B , а R_0 – сопротивление образца без приложения магнитного поля.

Полученные результаты по сопротивлению и магнитосопротивлению нанопластин представлены на рис.2. Приведенные кривые сопротивления и магнитосопротивления демонстрируют сильную зависимость от толщины и температуры нанопластин. Результаты для нормированного сопротивления R_T/R_{300} указывают на металлический ход температурной зависимости сопротивления нанопластин, что характерно для соединения Sb_2Te_3 . Можно заметить, что угол наклона кривых $R(T)$ уменьшается, а остаточное сопротивление растет при уменьшении толщины образцов. Возрастание сопротивления означает возрастание степени беспорядка в образцах с уменьшением их толщины, следствием чего является усиление интенсивности рассеяния носителей заряда и подавление их подвижности. Источником возрастания беспорядка в монокристаллических

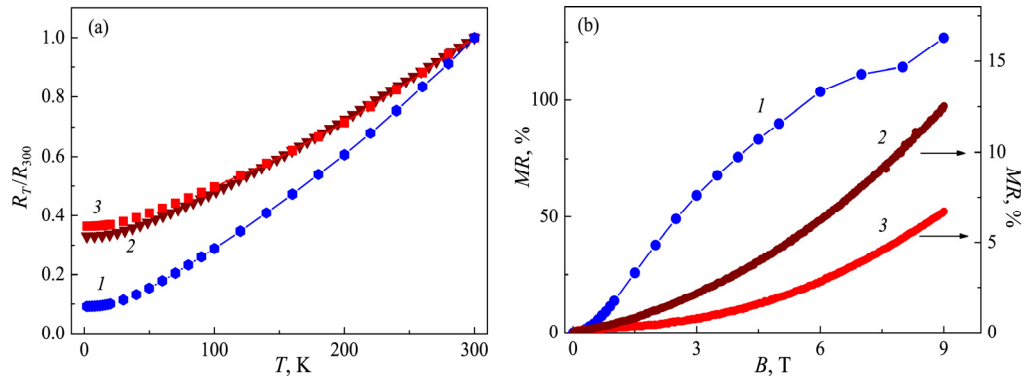


Рис.2. (а) Температурные зависимости нормированного сопротивления нанопластин в интервале от 2 до 300 К. (б) Магнитосопротивление нанопластин различной толщины при 2 К: 1 – 450 нм, 2 – 34 нм и 3 – 25 нм.

нанопластинах с уменьшением их толщины является увеличение количества дефектов в них, а также актов рассеяния от границ образца. Дело в том, что источником носителей заряда в соединении Sb_2Te_3 являются внутренние дефекты, такие как вакансии антимония Sb и антиструктурные дефекты типа Sb_{Te} . Таким образом увеличение количества носителей заряда прямо указывает на рост количества структурных дефектов. То, что их концентрация зависит от толщины нанопластин, по видимому, есть отражение того факта, что поверхность и приповерхностная область образцов насыщена дефектами, а уменьшение их толщины приводит к увеличению относительного вклада поверхности и приповерхностной области в транспорт заряда в образце. Подобная зависимость концентрации носителей заряда от толщины наблюдалась в работе [24].

Обычное положительное магнитосопротивление (которое должно наблюдаться в данном случае), вызванное силой Лоренца, действующей на заряды и отклоняющей их от первоначальной траектории (вынуждающей их совершать движение по циклотронным орбитам), является квадратично-зависимой от магнитного поля и подвижности носителей заряда, т. е. магнитосопротивление $MR \sim (\mu B)^2$. Выявленная сильная зависимость подвижности носителей заряда от толщины нанопластин отражена также на полученных кривых магнитосопротивления. При высоких температурах подвижность дополнительно подавляется интенсивным электрон-фононным рассеянием. Поэтому у всех нанопластин магнитосопротивление при комнатной температуре значительно уменьшается по сравнению с величиной при 2 К. Зависимости $R_{xy}(B)$ поперечного сопротивления нанопластин Sb_2Te_3 с толщинами 25, 34 и 450 нм представлены на рис.3. В то время как поперечное сопротивление $R_{xy}(B)$ образца толщиной 25 нм практиче-

ски линейное при температурах 300 и 2 К, то зависимость $R_{xy}(B)$ образца толщиной 450 нм нелинейна и трансформируется от вогнутой при 2 К в выпуклую при 300 К. Основываясь на результатах измерения поперечного сопротивления, получены значения подвижности $\mu = R_H/\rho$, равные 0.0145 и 0.0075 м²/Вс и количества носителей заряда $p = 1/(R_H q)$, равные 3×10^{26} и 2×10^{26} м⁻³, соответственно, при 2 и 300 К для образца толщиной 25 нм, где $R_H = (R_{xy}d)/B$ – коэффициент Холла, ρ – удельное сопротивление образца и q – элементарный заряд. Концентрация дырок в этом образце превышает концентрацию, обычно наблюдаемую в объемных Sb₂Te₃, что подтверждается зависимостью количества носителей заряда от толщины нанопластин [24]. Зависимость $R_{xy}(B)$ у образца толщиной 34 нм также нелинейная, но постепенно выпрямляется с увеличением температуры и при 300 К становится практически линейной (рис.3а). Из-за нелинейного поведения зависимости $R_{xy}(B)$ определение величин подвижности и количества носителей заряда становится невозможным.

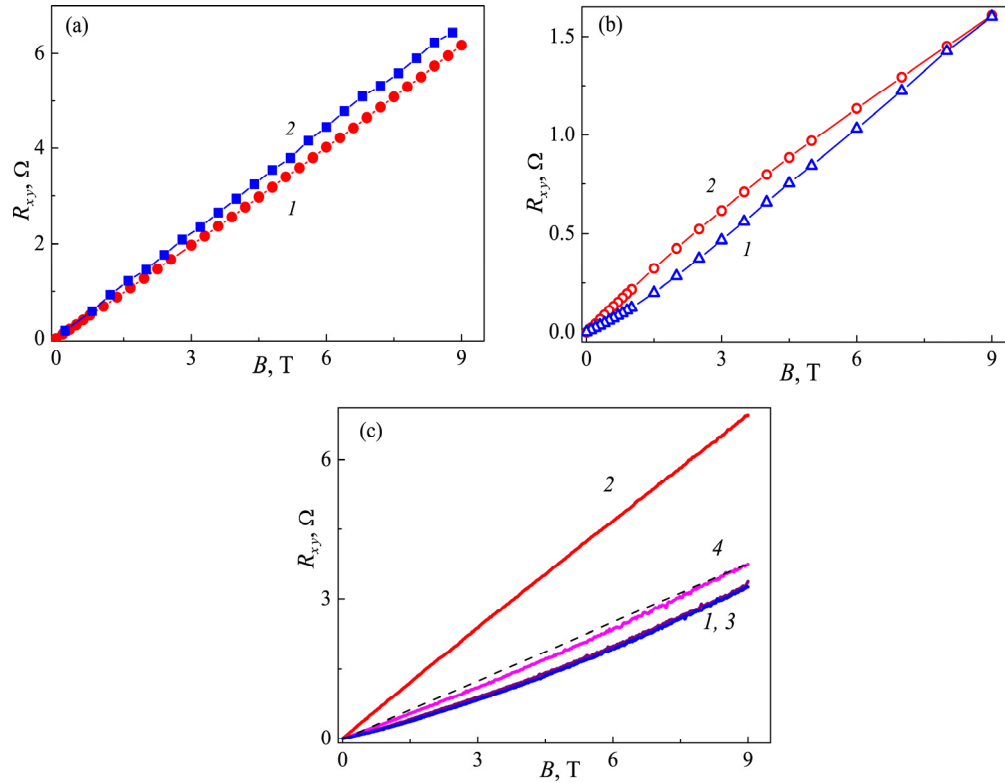


Рис.3. Зависимость поперечного сопротивления нанопластин от магнитного поля для образцов с толщинами (а) 25 нм при температурах 2 К (1) и 300 К (2), (б) 450 нм при температурах 2 К (1) и 300 К (2), (с) 34 нм при температурах 2 К (1), 50 К (3), 100 К (4) и 300 К (2). Штриховая прямая проведена, чтобы подчеркнуть нелинейность зависимости $R_{xy}(B)$.

3. Обсуждение результатов

Полученные зависимости продольного R_{xx} и поперечного R_{xy} сопротивлений нанопластин можно анализировать, считая сопротивление функцией соответствующих компонент тензора магнитопроводимости, что в случае электрического поля, приложенного в направлении x , и магнитного поля B в направлении z задается выражениями

$$R_{xx} = \frac{G_{xx}}{G_{xx}^2 + G_{xy}^2}, \quad R_{xy} = \frac{G_{xy}}{G_{xx}^2 + G_{xy}^2}, \quad (1)$$

$$G_{xx} = \frac{R_{xx}}{R_{xx}^2 + R_{xy}^2}, \quad G_{xy} = \frac{R_{xy}}{R_{xx}^2 + R_{xy}^2}, \quad (2)$$

где G_{ij} являются компонентами магнитопроводимости. Сначала вычисляются зависимости $G_{ij}(B)$ по полученным экспериментальным данным $R_{ij}(B)$ с учетом выражений (2). Затем, применяя модель Друде и используя подгоночные параметры μ_f и p_f , правая часть нижеприведенного выражения (3) подгоняется под полученные зависимости $G_{ij}(B)$:

$$G_{xx}(B) = \frac{qp_f\mu_f}{[1 + (\mu B)^2]}, \quad G_{xy}(B) = \frac{qp_f\mu_f^2 B}{[1 + (\mu B)^2]}. \quad (3)$$

Модель одноканального транспорта хорошо подошла для подгонки зависимостей $G_{ij}(B)$ в случае образца толщиной 25 нм при 2 и 300 К, а также для образца 34 нм при 300 К. Полученные подгоночные параметры μ_f и p_f по порядку величины хорошо согласуются с экспериментальными значениями μ и p , полученными по результатам измерений сопротивления Холла. Полученные из зависимости $G_{xy}(B)$ параметры μ_f и p_f не совпадают с теми, что найдены из зависимости $G_{xx}(B)$. Такое расхождение является обычным для полупроводников и проистекает из того факта, что механизмы рассеяния не являются энергетически независимыми. Так, измеренная холловская подвижность и количество носителей заряда будут отличаться от фактической дрейфовой подвижности и количества носителей заряда через мультипликативный фактор рассеяния $r = \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$, где τ – среднее время между столкновениями носителей заряда [25].

Нелинейный эффект Холла, наблюдаемый в образцах с толщинами 34 и 450 нм, указывает на присутствие многоканального транспорта и подразумевает сосуществование параллельных каналов. Здесь была применена модель двухканального транспорта, причем оба канала имеют носители заряда p -типа, но разное их количество и подвижность. Происхождение этих носителей здесь не идентифицируется. В топологических изоляторах эти два канала проводимости обычно ассоциируются с носителями в объеме и в поверхностных состояниях. Однако нельзя исключить и то, что эти каналы могут быть обусловлены вкладом

в проводимость двух валентных зон с легкими и тяжелыми дырками. Таким образом, полная проводимость есть сумма проводимостей двух каналов $G = G_1 + G_2$:

$$\begin{aligned} G_{xx}(B) &= \frac{qp_1\mu_1}{[1 + (\mu B)^2]} + \frac{qp_2\mu_2}{[1 + (\mu B)^2]}, \\ G_{xy}(B) &= \frac{qp_1\mu_1^2 B}{[1 + (\mu B)^2]} + \frac{qp_2\mu_2^2 B}{[1 + (\mu B)^2]}, \end{aligned} \quad (4)$$

где μ_i и p_i – подвижность и количество носителей заряда i -ого канала.

Сравнение подгоночных параметров μ_i и p_i ($\mu_1 = 0.63$ м²/Вс, $p_1 = 5.9 \times 10^{25}$ м⁻³, $\mu_2 = 0.1$ м²/Вс, $p_2 = 0.8 \times 10^{25}$ м⁻³ при 2 К и $\mu_1 = 0.26$ м²/Вс, $p_1 = 0.24 \times 10^{25}$ м⁻³, $\mu_2 = 0.065$ м²/Вс, $p_2 = 4.5 \times 10^{25}$ м⁻³ при 300 К) нанопластины толщиной 450 нм показывает, что большинство носителей заряда при 2 К у этой нанопластины являются носителями с высокой подвижностью, а при 300 К большинством оказываются носители с низкой подвижностью. Можно считать, что эта инверсия между количествами большинства и меньшинства носителей является основной причиной изменения формы кривой зависимости $R_{xy}(B)$ из вогнутой на выпуклую. При повышении температуры сильное электрон-фононное рассеяние вызывает значительное снижение количества носителей с высокой подвижностью. Что касается образца толщиной 25 нм, то рассеяние носителей заряда в нем настолько велико, что подавляет количество носителей с высокой подвижностью и приводит к обычному (линейному) эффекту Холла. Образец толщиной 34 нм, в этом смысле, занимает промежуточное положение. Рассеяние в нем значительно сильнее, чем в образце 450 нм, но все же позволяет сохранить ощутимое количество носителей с высокой подвижностью, что приводит к нелинейной зависимости $R_{xy}(B)$ при низких температурах. Однако при температуре 300 К зависимость $R_{xy}(B)$ трансформируется уже в линейную из-за подавления подвижности легких дырок.

На рис.4а приведены зависимости $G_{xx}(B)$, $G_{xy}(B)$ и подгоночные кривые к ним образца толщиной 34 нм при 2 К. Температурная зависимость подгоночных параметров подвижности для этой нанопластины приведена на рис.4б, которая показывает вполне ожидаемую тенденцию увеличения интенсивности рассеяния с температурой. Сравнивая зависимости $R_{xy}(B)$ нанопластин, можно заключить, что нелинейное поведение $R_{xy}(B)$ не связано с поверхностными состояниями. В противном случае эффект был бы сильнее у образца толщиной 25 нм. Можно предположить, что, даже если эффект существует, он замаскирован на фоне процессов сильного рассеяния. Вероятней всего наблюдаемый нелинейный эффект можно приписать к вкладу обеих зон валентности с легкими и тяжелыми эффек-

тивными массами дырок, обеспечивающими два канала транспорта в этих образцах. Используемая модель не учитывает спин-зависимый ток (или спин-зависимое рассеяние), который в случае сильного спин-орбитального взаимодействия (что характерно для данного соединения) является значительным. Возможно, несоответствия между двумя группами параметров μ_f и p_f , полученных из данных $G_{xy}(B)$ и $G_{xx}(B)$, также связаны с этим недостатком применяемой модели.

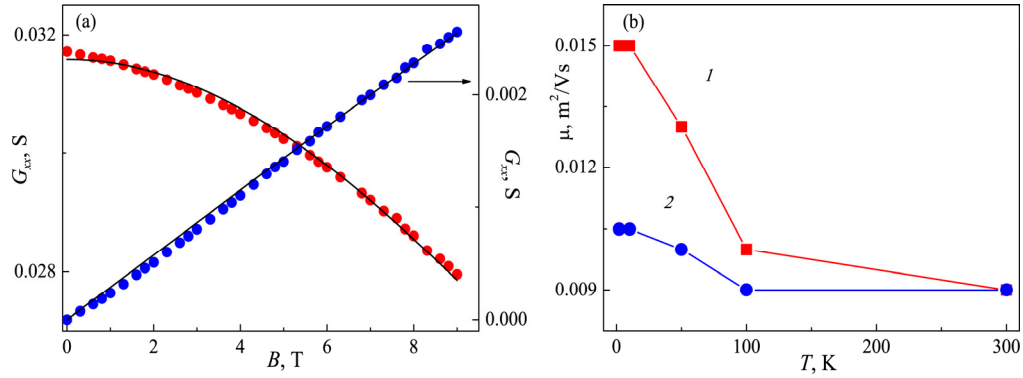


Рис.4. (а) Зависимости компонент тензора магнитопроводимости G_{xx} и G_{xy} нанопластины толщиной 34 нм от магнитного поля; подгоночные кривые отмечены сплошными линиями. (б) Температурная зависимость подгоночных параметров подвижности μ_n (легкие дырки) (1) и μ_L (тяжелые дырки) (2).

4. Заключение

Нанопластины теллурида сурьмы Sb_2Te_3 различной толщины были выращены методом осаждения из газовой фазы. Сопротивление Холла и магнитосопротивление образцов было измерено в магнитных полях до 9 Т при температурах от 2 до 300 К. Сопротивление Холла и магнитосопротивление нанопластин демонстрирует сильную зависимость от толщины образцов. Относительно толстые образцы показывают нелинейную зависимость сопротивления Холла от магнитного поля. Данные измерений анализируются в рамках модели Друде многоканального транспорта. Различие в поведении приписывается к существованию двух каналов переноса заряда с высокой и низкой подвижностью носителей. Именно двухканальный транспорт является ответственным за нелинейное поведение сопротивления Холла. Показано, что электрон-фононное рассеяние при высоких температурах существенно влияет на соотношение количества быстрых и медленных носителей заряда в нанопластинах Sb_2Te_3 .

Автор выражает благодарность профессору Янг Юан Чену за предоставленную возможность проведения измерений в Лаборатории низких температур и наноматериалов Института физики, Тайбей, Тайвань.

ЛИТЕРАТУРА

1. **C. Wood.** Rep. Prog. Phys., **51**, 459 (1988).
2. **M.Z. Hasan, C.L. Kane.** Rev. Mod. Phys., **82**, 3045 (2011).
3. **J.E. Moore.** Nature, **464**, 194 (2010).
4. **Y. Ando, S.-C. Zhan.** Physics, **1**, 6 (2008).
5. **S.S. Hong, J.J. Cha, D. Kong, Y. Cui.** Nat. Commun., **3**, 756 (2012).
6. **S. Matsuo, T. Koyama, K. Shimamura, T. Arakawa, Y. Nashihara, D. Chiba, K. Koboyashi, T. Ono, C.-Z. Chang, K. He, X.-C. Ma, Q.-K. Xue.** Phys. Rev. B, **85**, 075440 (2012).
7. **L. Bao, L. He, N. Meyer, X. Kou, P. Zhang, Z.-G. Chen, A.V. Fedorov, J. Zou, T.M. Riedemann, T.A. Lograsso, K.L. Wang, G. Tuttle, F. Xiu.** Nat. Commun., **2**, 726 (2012).
8. **J.H. Bardarson, J.E. Moore.** Rep. Prog. Phys., **76**, 056501 (2013).
9. **B. Hamdou, J. Gooth, A. Dorn, E. Pippel, K. Nielsch.** Appl. Phys. Lett., **102**, 223110 (2013).
10. **Y. Takagaki, A. Giussani, K. Perumal, R. Calarco, K.-J. Friedland.** Phys. Rev. B, **86**, 125137 (2012).
11. **Y.-Ch. Huang, P.C. Lee, C.H. Chien, F.Y. Chiu, Y.Y. Chen, S.R. Harutyunyan.** Physica B, **452**, 108 (2014).
12. **С.Р. Арутюнян.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 375 (2015).
13. **D.X. Qu, Y.S. Hor, J. Xiong, R.J. Cava, N.P. Ong.** Science, **329**, 821 (2010).
14. **Z.J. Yue, X.L. Wang, Y. Du, S.M. Mahboobeh, F.F. Yun, Z.X. Cheng, S.X. Dou.** Eur. Phys. Lett., **100**, 17014 (2012).
15. **H. Tang, D. Liang, R.L.J. Qiu, X.P.A. Gao.** ACS Nano, **5**, 7510 (2011).
16. **H. He, B. Li, H. Liu, X. Guo, Z. Wang, M. Xie, J. Wang.** Appl. Phys. Lett., **100**, 032105 (2012).
17. **H.-J. Kim, K.-S. Kim, M.D. Kim, S.-J. Lee, J.-W. Han, A. Ohnishi, M. Kitaura, M. Sasaki, A. Kondo, K. Kindo.** Phys. Rev. B, **84**, 125144 (2011).
18. **A.A. Abrikosov.** Europhys. Lett., **49**, 789 (2000).
19. **B.A. Assaf, T. Cardinal, P. Wei, F. Katmis, J.S. Moodera, D. Heiman.** Appl. Phys. Lett., **102**, 012102 (2013).
20. **N. Nagaosa, J. Sinova, Sh. Onoda, A.H. MacDonald, N.P. Ong.** Rev. Mod. Phys., **82**, 1539 (2010).
21. **V.A. Kulbachinskii, A. Yu., R.A. Kaminsky, K. Lunin, Y. Kindo, K. Narumi, S. Suga, M. Kawasaki, N. Sasaki, P. Miyajima, P. Lostak, J. Hajek.** Semicond. Sci. Technol., **17**, 1133 (2002).
22. **Y. Takagaki, B. Jenichen, U. Jahn, M. Ramsteiner, K.-J. Friedland, J. Lahnemann.** Semicond. Sci. Technol., **26**, 125009 (2011).
23. **H. Li, J. Cao, W. Zheng, Y. Chen, D. Wu, W. Dang, K. Wang, H. Peng, Zh. Liu.** J. Am. Chem. Soc., **134**, 6132 (2012).

24. Y.S. Kim, M. Brahlek, N. Bansal, E. Edrey, G.A. Kapilevich, K. Iida, M. Tanimura, Y. Horibe, S.W. Cheong, S. Oh. Phys. Rev. B, **84**, 073109 (2011).
25. D.K. Schroder. Semiconductor Material and Device Characterization, 3rd ed., Hoboken, New Jersey, John Wiley & Sons, 2006.

Sb₂Te₃ ՆԱՆՈԹԻԹԵՂՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՏԱԴԻՄԱՆԴՐՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ՀՈԼԼԻ
ԴԻՄԱՆԴՐՈՒԹՅԱՆ ՎԱՐՔԻ ՈՐՈՇ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ
Ս.Ռ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Տարբեր հաստության սուրմայի տելլուրիդի (Sb₂Te₃) նանոթիթեղները աճեցվել էին գազային ֆազայից նստեցման մեթոդով: Նմուշների Հոլլի դիմադրությունը և մագնիսադիմադրությունը չափվել են մինչև 9 T մագնիսական դաշտերում և 2-ից մինչև 300 K ջերմաստիճաններում: Հոլլի դիմադրությունը և մագնիսադիմադրությունը ցույց են տալիս ուժեղ կախվածություն նմուշների հաստությունից և ջերմաստիճանից: Համեմատաբար հաստ նմուշները ցույց են տալիս Հոլլի դիմադրության ոչգծային կախվածություն մագնիսական դաշտից: Չափումների տվյալները վերլուծվել են բազմաճյուղային փոխադրման մոդելի շրջանակներում: Պահվածքի տարբերությունը վերագրվում է լիցքի կրիչների փոխանցման բարձր և ցածր շարժունակության երկու ճյուղերի առկայությամբ:

SOME PARTICULARITIES OF MAGNETORESISTANCE
AND THE HALL RESISTANCE OF Sb₂Te₃ NANOPlates

S.R. HARUTYUNYAN

Antimony telluride (Sb₂Te₃) nanoflakes of various thickness were grown by the vapor phase deposition method. The Hall resistance and magneto-resistance of the samples were measured in magnetic fields up to 9 T at temperatures from 2 to 300 K. Temperature dependence of the magneto-resistance and Hall resistance of the nanoflakes shows a strong dependence on the thickness of the samples. Relatively thick samples show a nonlinear dependence of the Hall resistance on magnetic field. The measurement data are analyzed within the model of multi-channel transport. The difference in behavior is attributed to the existence of two channels of charge transfer with high and low mobility.