

УДК 539.23

DOI 10.52575/2687-0959-2022-54-3-186-191

оригинальное исследование

## КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К ПРОВОДИМОСТИ В АМОРФНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Т. Б. Никуличева<sup>1</sup> , Е. А. Пилюк<sup>1</sup> , О. Н. Иванов<sup>1,2</sup> , А. А. Морочо<sup>3</sup> , М. Н. Япрынтцев<sup>1</sup> 

(Статья представлена членом редакционной коллегии С. Е. Савотченко)

<sup>1</sup>Белгородский государственный национальный исследовательский университет,  
г. Белгород, 308015, Россия

<sup>2</sup>Белгородский государственный технологический университет им. В. Г. Шухова,  
г. Белгород, 308012, Россия

<sup>3</sup>Высшая политехническая школа Чимборасо,  
г. Риобамба, 060155, Эквадор

E-mail: [nikulicheva@bsu.edu.ru](mailto:nikulicheva@bsu.edu.ru), [pilyuk@bsu.edu.ru](mailto:pilyuk@bsu.edu.ru), [olniv@mail.ru](mailto:olniv@mail.ru), [alxndral@outlook.com](mailto:alxndral@outlook.com), [yaprintsev@bsu.edu.ru](mailto:yaprintsev@bsu.edu.ru)

**Аннотация.** В данной работе представлены результаты исследования магнитосопротивления (МС) тонкой пленки арсенида кадмия, нанесенной на подложку из лейкосапфира. При изучении МС наблюдался эффект слабой антилокализации, возникающий из-за поверхностных состояний. Наблюдаемый эффект хорошо описывается моделью Хиками – Ларкина – Нагаоки. Расчетное значение длины фазовой когерентности  $L_\phi$  изменяется в зависимости от температуры  $T$  по степенному закону  $L_\phi \sim T^{-1/2}$ , что свидетельствует о наличии двумерных топологических поверхностных состояний.

**Ключевые слова:** дираковский полуметалл, арсенид кадмия, тонкие пленки, слабая антилокализация

**Для цитирования:** Никуличева Т. Б., Пилюк Е. А., Иванов О. Н., Морочо А. А., Япрынтцев М. Н. 2022. Квантовые поправки к проводимости в аморфном полупроводнике. Прикладная математика & Физика, 54(3): 186–191. DOI 10.52575/2687-0959-2022-54-3-186-191

---

## QUANTUM CORRECTIONS TO CONDUCTIVITY IN AN AMORPHOUS SEMICONDUCTOR

T. B. Nikulicheva<sup>1</sup> , E. A. Pilyuk<sup>1</sup> , O. N. Ivanov<sup>1,2</sup> , A. A. Morocho<sup>3</sup> , M. N. Yapryntsev<sup>1</sup> 

(Article submitted by a member of the editorial board S. E. Savotchenko)

<sup>1</sup>Belgorod National Research University,  
Belgorod, 308015, Russia

<sup>2</sup>Belgorod State Technological University named after V.G. Shukhov,  
Belgorod, 308012, Russia

<sup>3</sup>Higher Polytechnic School of Chimborazo,  
Riobamba, 060155, Ecuador

E-mail: [nikulicheva@bsu.edu.ru](mailto:nikulicheva@bsu.edu.ru), [pilyuk@bsu.edu.ru](mailto:pilyuk@bsu.edu.ru), [olniv@mail.ru](mailto:olniv@mail.ru), [alxndral@outlook.com](mailto:alxndral@outlook.com), [yaprintsev@bsu.edu.ru](mailto:yaprintsev@bsu.edu.ru)

Received September, 10, 2022

**Abstract.** This article presents the results of a study of the magnetoresistance (MR) of a thin film of cadmium arsenide deposited on a sapphire leucosapphire substrate. In the study of MR, the effect of weak antilocalization, which arises due to surface states, was observed. The observed effect is well described by the Hikami-Larkin-Nagaoka model. The calculated value of the phase coherence length  $L_\phi$  varies depending on the temperature  $T$  according to the power law  $L_\phi \sim T^{-1/2}$ , which indicates the presence of two-dimensional topological surface states.

**Keywords:** dirac semimetal, cadmium arsenide, thin films, weak antilocalization

**For citation:** Nikulicheva T. B., Pilyuk E. A., Ivanov O. N., Morocho A. A., Yapryntsev M. N. 2022. Quantum corrections to conductivity in an amorphous semiconductor. Applied Mathematics & Physics, 54(3): 186–191 (in Russian).

DOI 10.52575/2687-0959-2022-54-3-186-191

---

**1. Введение.** Полуметаллы Дирака (ДПМ), рассматриваемые как трехмерный аналог графена, привлекают внимание возможностью их использования в электронных устройствах следующего поколения [8, 11, 13]. Арсенид кадмия является типичным трехмерным ДПМ, а полуметаллическое состояние Вейля может быть получено путем нарушения симметрии или уменьшения линейных размеров образца [16, 3]. Арсенид кадмия вызывает повышенный исследовательский интерес как материал с принципиально новыми электронными свойствами [15, 3], а также за счет изучения механизма электронного переноса в объемных кристаллах, что позволило выявить наличие новых явлений, таких как высокая

подвижность, гигантское магнитосопротивление, нетривиальные квантовые осцилляции и расщепление уровней Ландау под действием магнитного поля [5, 12, 4, 18]. Двумерное топологическое состояние поверхности является важной особенностью трехмерного дираковского полуметалла, которое наблюдалось на плоскостях (112) и (001) арсенида кадмия, соответственно [17]. Эффект слабой антилокализации наблюдался также в тонких пленках арсенида кадмия [19].

В этой работе мы сообщаем об анализе особенностей магнитосопротивления и слабой антилокализации, возникающих в тонких пленках аморфного арсенида кадмия.

**2. Материалы и методика эксперимента.** Тонкие пленки арсенида кадмия ( $\text{Cd}_3\text{As}_2$ ), толщиной  $\sim 80$  нм, были получены на подложке лейкосапфира ( $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ) ориентации (001) методом магнетронного распыления при давлении  $8 \times 10^{-3}$  мбар. Скорость осаждения при подводимой мощности 10 Вт и расстоянии мишень–подложка составляла около 1 нм/мин. Температура подложки во время осаждения составляла  $20^\circ\text{C}$ . В качестве катода использовалась мишень, представляющая собой поликристаллический диск диаметром 40 мм и толщиной 3 мм. Синтез  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  для мишени осуществлялся прямым сплавлением Cd и As в вакууме. Проведен контроль качества полученных пленок  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  рентгеновскими методами на дифрактометре Rigaku SmartLab (Rigaku corp., Япония) и рамановской спектроскопии на приборе LabRam HR Evolution (HORIBA JOBIN YVON S.A.S., Франция). На рис. 1 представлена кривая рентгеновского рассеяния пленок  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Имеются размытые пики, характеризующиеся дифракционной картиной, типичной для аморфных и нанокристаллических материалов [1, 7]. Наличие фазы  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  в полученных пленках подтверждается спектроскопией комбинационного рассеяния, полученной на приборе LabRam HR Evolution,  $L = 532$  нм. Магнитосопротивление измеряли в стандартной четырехзондовой конфигурации с помощью системы Mini Cryogen Free Measurement System (Cryogenic Ltd., Великобритания).

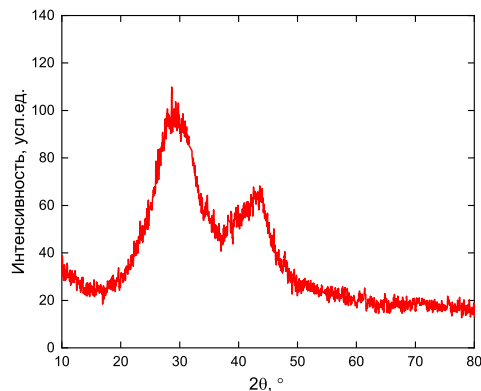


Рис. 1. Дифрактограмма образца тонкой пленки из арсенида кадмия, нанесенной на подложку из лейкосапфира  
Fig. 1. X-ray diffraction pattern of a sample of a thin film of cadmium arsenide deposited on a substrate of leucosapphire

### 3. Результаты и обсуждение.

На рис. 2 показана зависимость нормированного магнитосопротивления (МС) от магнитного поля (магнитное поле  $\vec{B}$  перпендикулярно электрическому полю  $\vec{E}$ ), снятое при различных температурах.

Магнитосопротивление определяется как отношение  $[\rho(B) - \rho(0)]/\rho(0)$ , где  $\rho(B)$  и  $\rho(0)$  – удельное сопротивление в присутствии магнитного поля  $\vec{B}$  и в нулевом магнитном поле, соответственно. В магнитном поле 5 Тл значение МС изменяется от 0,04 при 300 К до 0,95 при 4 К. Пик МС, наблюдаемый в области слабых магнитных полей (рис. 2) при  $T = 2, 4$  и 10 К может быть вызван эффектом слабой антилокализации. Наличие слабой антилокализации характерно для соединений арсенида кадмия из-за наличия сильного спин-орбитального взаимодействия [9]. Эффект слабой антилокализации типичен для двумерных поверхностных состояний объемных монокристаллов и тонких пленок [19] и является признаком топологических поверхностных состояний.

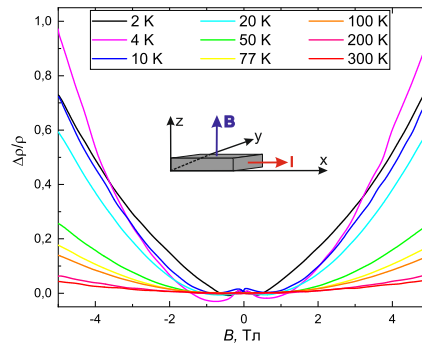


Рис. 2. Нормированное магнитосопротивление в зависимости от магнитного поля  $\vec{B}$  при температурах  $T = 2, 4, 10, 20, 50, 77, 100, 200$  и  $300$  К. На вставке показана схематическая диаграмма электротранспортных измерений.

Fig. 2. Normalized magnetoresistance versus magnetic field  $\vec{B}$  at temperatures  $T = 2, 4, 10, 20, 50, 77, 100, 200$  and  $300$  K. The inset shows a schematic diagram of electric transport measurements.

При низких температурах  $T = 2 - 10$  К, кривые МС состоят из двух составляющих:

1. отрицательное МС, образующее плавную впадину при  $\pm 0,4$  Тл для 2К ( $\pm 0,75$  Тл для 4 и 10 К);
2. положительный пик МС при  $\pm 0,12$  Тл.

При температурах  $T > 20$  К магнитосопротивление представляет собой монотонную кривую. Положительный пик МС соответствует слабой антилокализации из-за перехода состояния поверхности. Отрицательное МС можно интерпретировать как результат слабой локализации из-за малой толщины пленки. Кроме того, объемное состояние внутри пленки квантуется в 2D-слои, поэтому можно ожидать перехода слабой локализации при прохождении через эти квантованные слои [10].

Эффект слабой антилокализации можно описать уравнением Хиками – Ларкина – Нагаока, учитывая изменение проводимости при приложении магнитного поля [19, 6]:

$$\Delta\sigma(B) = \alpha \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[ \ln\left(\frac{B_\phi}{B}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\phi}{B}\right) \right] + cB^2, \quad (1)$$

где  $\Delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0)$  – магнитная проводимость,  $\sigma = \frac{L}{W \cdot R(B)}$  – электрическая проводимость,  $L$  – длина образца,  $W$  – ширина образца,  $R(B)$  – сопротивление в приложенном магнитном поле  $\vec{B} \perp \vec{E}$ ,  $\Psi(x)$  – дигамма-функция,  $B_\phi = \frac{\hbar}{4eL_\phi^2}$  – характеристическое поле,  $L_\phi$  – длина фазовой когерентности.

На рис. 3 показано изменение магнитопроводимости в приложенном магнитном поле (от  $-5$  до  $5$  Тл).

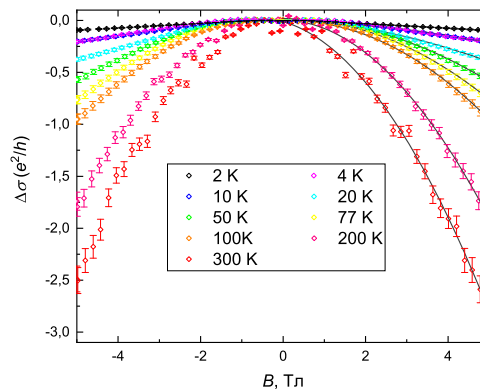


Рис. 3. Изменение магнитной проводимости  $\Delta\sigma$  в присутствии приложенного магнитного поля с подгонкой (темно-серые сплошные кривые) в соответствии с (1)

Fig. 3. Change in magnetic conductivity  $\Delta\sigma$  in the presence of an applied magnetic field with adjustment (dark gray solid curves) to eq. (1)

Крутизна пиков, наблюдаемых в нулевом магнитном поле на рис. 2 при  $T = 2, 4$  и  $10$  К, зависит от величины длины фазовой когерентности  $L_\phi$ , которая является характерным параметром для эффектов квантовой интерференции. Значение  $L_\phi$  уменьшается с  $573$  нм до  $119$  нм при повышении температуры от  $2$  К до  $77$  К (рис. 4). Префактор  $\alpha \approx -1/2$  практически не зависит от температуры в диапазоне  $T = 2 - 10$  К, как показано на вставке к рис. 4. Размерность 2D-системы подтверждается и температурной зависимостью  $L_\phi$ . Теоретически для электрон-электронного рассеяния длина фазовой когерентности пропорциональна температуре в соответствии с соотношениями  $L_\phi \sim T^{-1/3}$ ,  $L_\phi \sim T^{-1/2}$  и  $L_\phi \sim T^{-3/4}$  для 1D, 2D и 3D-систем соответственно [2]. На рис. 4 показана приближенная кривая, изменяющаяся по степенному закону температурной зависимости  $L_\phi \sim T^{-0,43}$  (сплошная кривая), что очень близко к ожидаемой функции  $T^{-1/2}$  для тонких пленок.

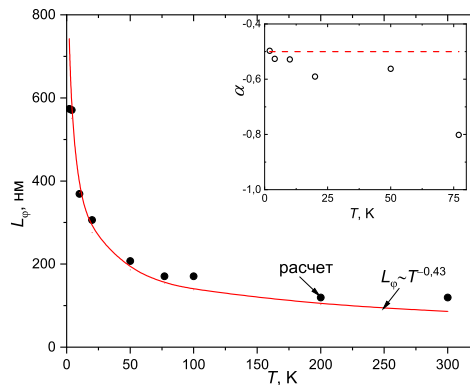


Рис. 4. Температурная зависимость  $L_\phi$  в диапазоне температур от  $T = 2$  до  $77$  К. Сплошная красная линия показывает изменение  $L_\phi$  по зависимости  $L_\phi \sim T^{-0,43}$ . На вставке показана температурная зависимость префактора  $\alpha$  из уравнения (1) в диапазоне температур  $T = 2 - 77$  К

Fig. 4. Temperature dependence of  $L_\phi$  in the temperature range from  $T = 2$  to  $77$  К. The solid red line shows the change in  $L_\phi$  according to the  $L_\phi \sim T^{-0,43}$  dependence. The inset shows the temperature dependence of the  $\alpha$  prefactor from Eq. (1) in the temperature range  $T = 2 - 77$  К

При температурах выше  $10$  К значение  $\alpha$  уменьшается. Возможное объяснение температурного поведения  $\alpha$  можно интерпретировать как связь между поверхностным и объемным состояниями или между различными поверхностными состояниями [14]. Таким образом, при наличии связи между разными проводящими каналами за счет рассеяния носителей от одного проводящего канала к другому (с сохранением фазовой когерентности) они могут вносить вклад в проводимость как единый фазокогерентный канал.

**4. Заключение.** Таким образом, мы измерили магнитосопротивление пленки арсенида кадмия толщиной  $\sim 80$  нм в приложенном магнитном поле  $\vec{B} \perp \vec{E}$ . Наблюдается отрицательное магнитосопротивление при  $T = 2 - 10$  К в слабом магнитном поле. Этот эффект можно интерпретировать как результат слабой локализации из-за малой толщины пленки  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Положительное магнитосопротивление при температуре выше  $20$  К соответствует слабой антилокализации из-за перехода поверхностных состояний. Длина фазовой когерентности изменяется в зависимости от температуры  $T$  по степенному закону  $L_\phi \sim T^{-0,43}$ , что очень близко к ожидаемой функции  $T^{-1/2}$  для тонких пленок. Это указывает на наличие двумерных топологических поверхностных состояний в тонкой пленке арсенида кадмия.

## References

1. Abrosimova G., Aronin A. 2016. Amorphous and nanocrystalline metallic alloys. Progress in Metallic Alloys, 9.
2. Altshuler B. L., Aronov A. G., Khmelnitsky D. E. 1982. Effects of electron-electron collisions with small energy transfers on quantum localisation. Journal of Physics C: Solid State Physics, 15(36): 7367–7386.
3. Armitage N. P., Mele E. J., Vishwanath A. 2018. Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids. Rev. Mod. Phys., 90: 015001.
4. Cao J. et al. 2015. Landau level splitting in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  under high magnetic fields. Nat. Commun., 6: 7779.
5. Jeon S. et al. 2014. Landau quantization and quasiparticle interference in the three-dimensional Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Nat. Mater., 13: 851.

6. Hikami S., Larkin A. I., Nagaoka Y. 1980. Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system. *Prog. Theor. Phys.*, 63(2): 707–710.
7. Holder C. F., Schaak, R. E. 2019. Tutorial on powder X-ray diffraction for characterizing nanoscale materials. *Acs Nano*, 13(7): 7359–7365.
8. Kong D. Cui Y. 2011. Opportunities in chemistry and materials science for topological insulators and their nanostructures. *Nat. Chem.*, 3: 845.
9. Koumoulis D. et al. 2017. Effects of Cd vacancies and unconventional spin dynamics in the Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . *The Journal of Chemical Physics*, 147(8): 084706.
10. Lu H.-Z., Shi J., Shen S.-Q. 2011. Competition between Weak Localization and Antilocalization in Topological Surface States. *Physical Review Letters*, 107(7).
11. Mellnik A. R., et al. 2014. Spin-transfer torque generated by a topological insulator. *Nature.*, 511(7510) : 449–451.
12. Narayanan A. et al. 2015. Linear Magnetoresistance Caused by Mobility Fluctuations in n-Doped  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . *Phys. Rev. Letts.*, 114 : 117201.
13. Q, X.-L. Zhang S.-C. 2011. Topological insulators and superconductors. *Rev. Mod. Phys.* 83 : 1057.
14. Steinberg, H. et al. 2011. Electrically tunable surface-to-bulk coherent coupling in topological insulator thin films. *Physical Review B*, 84(23).
15. Wang S., Lin B.-C., Wang A.-Q., Yu D., Liao Z.-M. 2017. Quantum transport in Dirac and Weyl semimetals: A review. *Adv. Phys.* X, 2 : 518–544.
16. Wang Z. et al. 2013. Three-dimensional Dirac semimetal and quantum transport in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . *Phys. Rev. B*, 88 : 125427.
17. Yi H. et al. 2014. Evidence of Topological Surface State in Three-Dimensional Dirac Semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . *Sci. Rep.*, 4 : 6106.
18. Zhao Y., et al. 2015. Anisotropic Fermi surface and quantum limit transport in high mobility three-dimensional Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . *Physical Review X*, 5(3) : 031037.
19. Zhao B. et al. 2016. Weak antilocalization in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  thin films. *Sci. Rep.*, 6 : 22377.

**Конфликт интересов:** о потенциальном конфликте интересов не сообщалось.

**Conflict of interest:** no potential conflict of interest related to this article was reported.

*Поступила в редакцию 30.07.2022*

*Поступила после рецензирования 10.09.2022*

*Принята к публикации 12.09.2022*

---

#### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**Никуличева Татьяна Борисовна** – кандидат физико-математических наук, доцент, зав. лабораторией перспективных материалов и технологий, Белгородский государственный национальный исследовательский университет

ул. Победы, 85, г. Белгород, 308015, Россия

**Пиллюк Евгений Александрович** – кандидат физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник лаборатории перспективных материалов и технологий, Белгородский государственный национальный исследовательский университет

ул. Победы, 85, г. Белгород, 308015, Россия

**Иванов Олег Николаевич** – доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры физики, Белгородский государственный технологический университет им. В. Г. Шухова, профессор кафедры материаловедения и нанотехнологий, Белгородский государственный национальный исследовательский университет

ул. Костюкова, 46, г. Белгород, 308012, Россия

**Морочо Амбойя Александер Альфредо** – научный сотрудник Высшей политехнической школы Чимборасо

г. Риобамба, 060155, Эквадор

**Максим Николаевич Япрынцев** – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Центра коллективного пользования «Технологии и Материалы НИУ «БелГУ»

ул. Победы, 85, г. Белгород, 308015, Россия

#### INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

**Nikulicheva Tatiana** – PhD, Associate Professor, Head Laboratory of Advanced Materials and Technologies, Belgorod State National Research University, Belgorod, Russia

**Pilyuk Evgeniy** – PhD, Associate Professor, Leading Researcher Laboratory of Advanced Materials and Technologies, Belgorod State National Research University, Belgorod, Russia

**Ivanov Oleg** – PhD, Professor, Professor of the Department of Physics, Belgorod State Technological University named after V. I. V. G. Shukhova, Professor, Department of Materials Science and Nanotechnology, Belgorod State National Research University, Belgorod, Russia

**Morocho Amboya Alexander Alfredo** – Research Fellow at the Higher Polytechnic School of Chimborazo, Riobamba, Ecuador

**Yapryntsev Maxim** – PhD, Researcher at the Center for Shared Use "Technologies and Materials" of the National Research University "BelSU Belgorod, Russia