

ПРОВОДИМОСТЬ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ АМОРФНОЙ ПЛЕНКИ Cd_3As_2

А. А. Морочо, Е. А. Пилюк, А. В. Неженцев, П. Г. Шаповалов, М. Н. Япрынцеv, В. Ю. Новиков

(Статья представлена членом редакционной коллегии С. В. Блажевичем)

Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
Белгород, 308015, Россия

E-mail: pilyuk@bsu.edu.ru

Аннотация. Изучена проводимость кристаллов тонких пленок Cd_3As_2 на переменном токе в интервале частот 25 Гц – 1 МГц и температур 10-300 К. Проводимость по переменному току хорошо интерпретируется моделью коррелированных барьерных прыжков, что характерно для неупорядоченных твердых тел и нанокмозитов.

Ключевые слова: дираковский полуметалл, арсенид кадмия, тонкие пленки, коррелированные барьерные прыжки, проводимость по переменному току.

Благодарности: Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-00152).

Для цитирования: Морочо А. А., Пилюк Е. А., Неженцев А. В., Шаповалов П. Г., Япрынцеv М. Н., Новиков В. Ю. 2020. Проводимость на переменном токе аморфной пленки Cd_3As_2 . Прикладная математика & Физика. 52(4): 286–294. DOI 10.18413/2687-0959-2020-52-4-286-294.

AC CONDUCTIVITY OF AMORPHOUS FILM Cd_3As_2

A. A. Morocho, E. A. Pilyuk, A. V. Nezhentsev, P. G. Shapovalov, M. N. Yapryntsev, V. Yu. Novikov

(Article submitted by a member of the editorial board S. V. Blazhevich)

Belgorod National Research University,

Belgorod, 308015, Russia

E-mail: pilyuk@bsu.edu.ru

Received November 27, 2020

Abstract. The conductivity of crystals of Cd_3As_2 thin films has been studied at an alternating current in the frequency range 25 Hz - 1 MHz and temperatures of 10-300 K. AC conductivity is well interpreted by the correlated barrier hopping model, which is typical of disordered solids and nanocomposites.

Key words: dirac semimetal, cadmium arsenide, thin films, correlated barrier hopping, ac conductivity.

Acknowledgements: The study is supported by a grant from the Russian Science Foundation (project No. 19-79-00152).

For citation: Morocho A. A., Pilyuk E. A., Nezhentsev A. V., Shapovalov P. G., Yapryntsev M. N., Novikov V. Yu. 2020. AC conductivity of an amorphous film Cd_3As_2 . Applied Mathematics & Physics. 52(4): 286–294 (in Russian). DOI 10.18413/2687-0959-2020-52-4-286-294.

1. Введение. Полуметаллы Дирака (ДПМ), рассматриваемые как трехмерный аналог графена, в последнее время привлекают внимание как материалы с принципиально новыми электронными свойствами [22, 3]. Наличие таких свойств, как инвертированная электронная зонная структура, характеризующаяся зонами с защищенной симметрией в зоне Бриллюэна, пересекающейся на уровне Ферми или вблизи уровня Ферми, линейный закон дисперсии вблизи дираковских точек, киральность электронов, может привести к прорыву в создании следующего поколения электронных устройств [25]. Одним из наиболее перспективных материалов, имеющих полуметаллическую фазу Дирака, считается Cd_3As_2 , в котором носителями заряда являются дираковские фермионы с самой высокой подвижностью носителей от $9 \cdot 10^6$ до $4,60 \cdot 10^7$ $cm^2V^{-1}s^{-1}$ [14, 26]. В недавнем исследовании [21] в поликристаллических пленках Cd_3As_2 , полученных магнетронным напылением, была обнаружена сверхпроводимость, выявлен ряд особенностей, таких как наличие тетрагональной кристаллической фазы и осцилляции Шубникова – де Гааза, наблюдаемые в сильных магнитных полях, что также указывает на возможную топологическую природу Cd_3As_2 .

Измерения проводимости по переменному току (АС) широко используются для понимания процесса проводимости материалов. Различные модели, квантово-механическая модель туннелирования (КМТ), модель туннелирования малых поляронов, модель туннелирования больших поляронов и модель коррелированных барьерных прыжков (КБП) были предложены для объяснения механизмов проводимости переменного тока для различных материалов [18, 19, 5, 4, 7, 8]. Задача состоит в том, чтобы добиться

точного определения электронных свойств и энергий возбуждения, чтобы обеспечить количественную основу для расчета электронных транспортных свойств этих материалов. Это позволит получить более четкое представление об измеряемых свойствах и даст представление о конструкции новых материалов. Основная цель этой статьи – представить и обсудить электрические свойства соединения тонких пленок Cd_3As_2 в зависимости от частоты и температуры.

2. Материалы и методика эксперимента. В настоящей работе тонкие пленки Cd_3As_2 были получены методом неактивного ВЧ магнетронного распыления в атмосфере аргона на ориентированных монокристаллических подложках (001) $\alpha-Al_2O_3$. Поскольку (0001) $\alpha-Al_2O_3$ и (224) $\alpha-Cd_3As_2$ имеют схожую структуру и их межатомные (межузельные) расстояния различаются всего на 6%, можно стимулировать ориентированный рост пленки. Пленки получали без нагрева подложек при комнатной температуре. Толщина пленок определялась временем напыления и составляла 50 нм.

Состав выращенных пленок был почти стехиометрическим, что было подтверждено энергодисперсионным рентгеновским анализом (Nova NanoSem 450, FEI Company), демонстрирующим, что фактический элементный состав близок к стехиометрическому Cd_3As_2 , отношение $Cd/As = 1.59$.

Кристаллическая структура исследуемых пленок была исследована с использованием рентгеновского дифрактометра Rigaku SmartLab (излучение $CuK\alpha$) при комнатной температуре. Полученные аморфные пленки характеризовались размытой дифракционной картиной типа гало.

Наличие фазы Cd_3As_2 подтверждается результатами спектроскопии комбинационного рассеяния света, полученными с использованием рамановского спектрометра LabRam HR Evolution (HORIBA JOBIN YVON S.A.S., France) при комнатной температуре с использованием лазера с длиной волны 532 нм, мощностью 50 мВт, спектральное разрешение 0.5 см^{-1} . Типичный рамановский спектр исследуемых пленок показан на рис. 1.

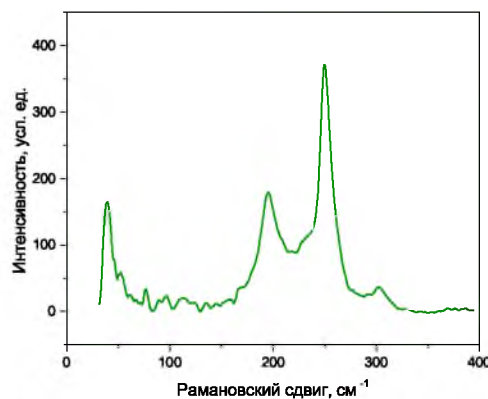


Рис. 1. Рамановский спектр исследуемых пленок Cd_3As_2
 Fig. 1. Raman spectrum of the Cd_3As_2 films

Известно, что $\alpha-Cd_3As_2$ имеет характерные пики при 192 и 247 см^{-1} (симметрия $B_{1g} + B_{2g}$) и при 300 см^{-1} (A_{1g}) в соответствии с правилами рамановского отбора [23]. Пик на 38 (39 см^{-1} симметрии B_{2g} и $76\text{ см}^{-1} - E_g$.

Пики при 194 и 249 см^{-1} являются характерными для тонких пленок Cd_3As_2 [21]. Пик при 303 см^{-1} может быть описан трехзонной моделью [24], согласно которой падающее излучение возбуждает электрон из валентной зоны в более высокую зону проводимости, а затем электрон переходит в нижнюю зону проводимости. Частота, с которой наблюдается пик в спектре КРС, соответствует зазору между валентной зоной и нижней зоной проводимости. Первым из таких переходов является $\Sigma_1 - \Sigma_4$, который и объясняет увеличение интенсивности при 300 см^{-1} , когда энергия падающего света становится равной 2.8 эВ .

Частотные зависимости сопротивления образцов тонких пленок Cd_3As_2 измерялись с помощью высокочастотного измерителя RLC АКТАКОМ АМ-3026 в диапазоне частот от 25 Гц до 1 МГц и температурах от 10 до 300 К на установке на базе гелиевого криостата замкнутого цикла Janis CCS-350S и регулятора температуры модели Lakeshore 331. Данные регистрировались на ПК в изотермических условиях, температура стабилизировалась с точностью лучше $0,005\text{ К}$. Измерения проводились двухконтактным методом в планарной геометрии (рис. 2). Индиевые контакты были нанесены на поверхности образца методом магнетронного распыления на установке ВН-2000.

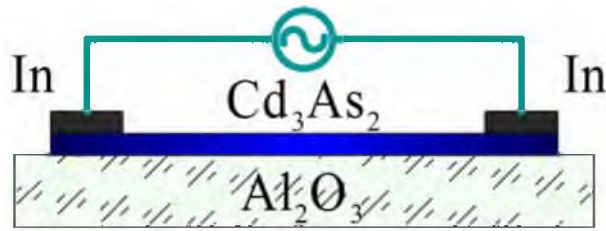


Рис. 2. Схема измерения частотных зависимостей сопротивления образцов тонких пленок Cd_3As_2
 Fig. 2. Scheme for measuring the frequency dependences of the resistance of samples of Cd_3As_2 thin films

3. Результаты и обсуждение. Зависимости $\ln \rho$ от $\ln f$ при различных температурах показаны на рис. 3. На кривых сопротивления можно видеть две отдельные области: низкочастотная область и высокочастотная область. На низких частотах присутствует плато, которое характеризует проводимость по постоянному току (DC), а на высоких частотах сопротивление постепенно уменьшается с увеличением частоты, что характерно для неупорядоченных твердых тел, оксидов и наноккомпозитов [20].

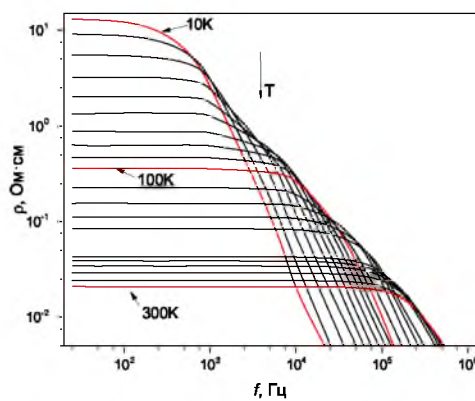


Рис. 3. Схема измерения частотных зависимостей сопротивления образцов тонких пленок Cd_3As_2
 Fig. 3. Frequency dependence of the ac resistance at different temperatures of the Cd_3As_2 thin films

Частотную зависимость электропроводности ферритов можно описать теорией Купа [12]. Согласно теории Купа, проводимость демонстрирует дисперсию на более высоких частотах, что связано с существованием зерен с высокой проводимостью и их границ, демонстрирующих высокое сопротивление. В высокочастотной области увеличение проводимости можно объяснить явлением усиленных прыжков носителей заряда. Увеличение проводимости по переменному и постоянному току также может быть связано с увеличением вероятности туннелирования носителей заряда, что связано с тепловыми колебаниями узлов [10]. Область перехода от постоянного тока к переменному току смещается в сторону более высоких частот с повышением температуры. Сопротивление по переменному току образцов тонких пленок Cd_3As_2 демонстрирует универсальное степенное поведение:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_{AC}(\omega)} + \frac{1}{\rho_{DC}}, \quad (1)$$

где ρ_{AC} и ρ_{DC} – проводимость переменного и постоянного тока, соответственно.

Частотная зависимость действительной части полной проводимости переменного тока, ρ_{AC} , может быть определена как:

$$\rho_{AC}(\omega) = A \cdot \omega^{-s}.$$

где s и A – характерные параметры. Показатель степени s используется для характеристики механизма электропроводности в различных материалах и свидетельствует о взаимодействии между всеми видами заряда, участвующими в процессе поляризации. Значение показателя частоты s определяется путем логарифмирования уравнения (1):

$$s = \frac{d \ln \rho_{AC}^{-1}}{d \ln f}.$$

Из зависимости $s(T)$ можно определить механизм проводимости под действием приложенного переменного поля. Значение s зависит от температуры: видно, что абсолютное значение s уменьшается с увеличением температуры (рис. 4). Значение показателя s уменьшается, что характерно для явлений прыжковой проводимости [13].

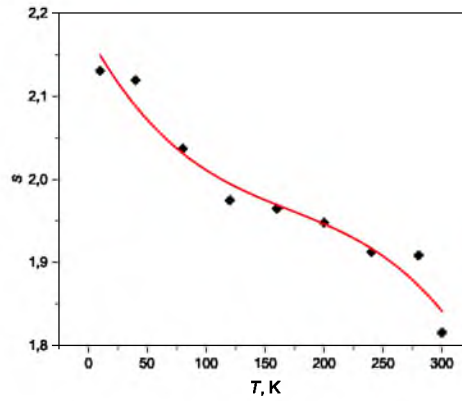


Рис. 4. Температурная зависимость показателя s для пленки Cd_3As_2
 Fig. 4. Temperature dependence of the exponent s for the Cd_3As_2 films

Модель КМТ [6] неприменима к полученным результатам, т. к. по этой модели показатель s должен быть близок к 0.8 и незначительно увеличиваться с температурой или не зависеть от температуры. Согласно модели перекрывающегося большого поляронного туннелирования [15], показатель степени s зависит как от частоты, так и от температуры и уменьшается с увеличением температуры до минимального значения при определенной температуре, а затем увеличивается с увеличением температуры. Эта модель также неприменима к полученным результатам. Для всего температурного диапазона наблюдалось уменьшение значения s , что может быть связано с моделью КВП. В этой модели проводимость связана с процессом перескока носителей заряда через энергетический барьер, разделяющий два локализованных узла [11]. Сопротивление по переменному току для этой модели выражается следующим соотношением [9]:

$$\rho(\omega) = \frac{24}{\pi^3 N^2 \epsilon \epsilon_0 \omega R_\omega^6},$$

где ϵ и ϵ_0 – диэлектрические проницаемости материала и свободного пространства соответственно, N – плотность локализованных состояний, R_ω – расстояние прыжка,

$$R_\omega = \frac{e^2}{\pi \epsilon \epsilon_0 [W_M - kT(1/\omega\tau_0)]},$$

где W_M – высота барьера, τ_0 – характерное время релаксации.

Зависимость s от температуры можно объяснить с помощью модели взаимодействия многих тел. При высоких температурах взаимодействие между соседними диполями незначительно, и должен преобладать постоянный ток. Показатель s меньше единицы из-за зарядов с примесью диполей, которые возникают из-за наличия дефектов в образце. Этот показатель уменьшается с температурой по мере уменьшения взаимодействия между диполями.

Проводимость на переменном токе можно объяснить с прыжками между локализованными состояниями на уровне Ферми [4].

На рис. 5 показана зависимость сопротивления переменного тока от обратной температуры на девяти фиксированных частотах для пленки Cd_3As_2 . Как видно, сопротивление уменьшается с увеличением как частоты, так и температуры. Частотная зависимость ρ_{AC} при различных температурах показана на рис. 6. Из этих кривых видно, что сопротивление переменного тока имеет частотную зависимость, определяемую уравнениями (1)–(2).

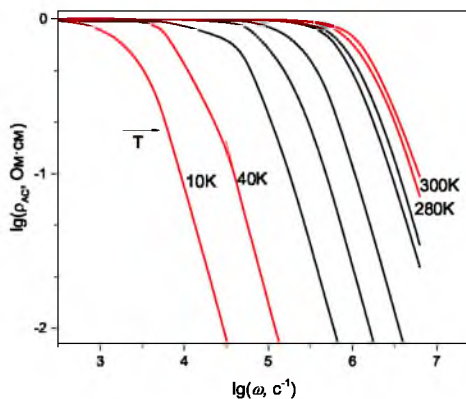


Рис. 5. Зависимость ρ_{AC} от f образца пленки Cd_3As_2
 Fig. 5. Dependence of ρ_{AC} on f for the Cd_3As_2 film

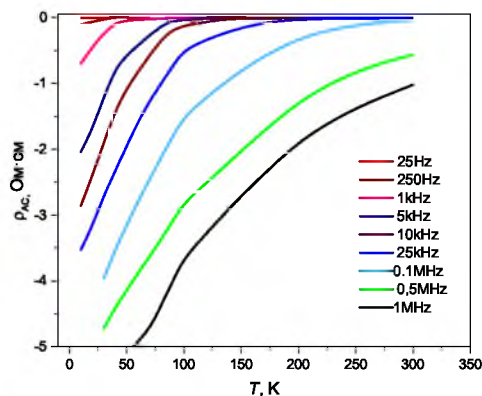


Рис. 6. Температурная зависимость ρ_{AC} пленки Cd_3As_2
 Fig. 6. Temperature dependence of ρ_{AC} for the Cd_3As_2 film

Сопротивление ρ_{DC} возникает, когда $f \rightarrow 0$ (рис.7). Полученная температурная зависимость электропроводности $\ln \rho(T^{-1/4})$ соответствует линейной зависимости, что указывает на перенос заряда за счет прыжков носителей заряда по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми [16].

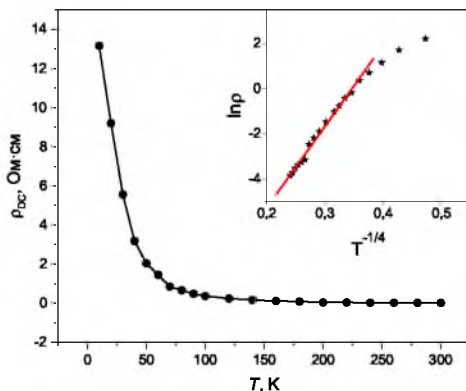


Рис. 7. Температурная зависимость ρ_{DC} пленки Cd_3As_2
 Fig. 7. Temperature dependence of ρ_{DC} for the Cd_3As_2 film

Из наклона прямой $\ln \sigma(T^{1/4})$ можно определить значение параметра T_0 , которое для рассматриваемого случая получилось равным 36 К. Плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми,

вычисленная по формуле [1]:

$$N = \frac{16}{T_0 k r^3},$$

равна величине $N = 0.7 \cdot 10^{20} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$. Радиус локализации носителей взят равным $r = 41.8 \text{ нм}$.

Средняя длина прыжка носителей заряда между двумя локализованными состояниями для определенных температуры и частоты измерения определяется выражением [16]:

$$R = \frac{1}{2} r \ln(v_{ph}/f),$$

где v_{ph} – фононная частота, равная 10^{12} Гц [2]. Для частоты $f = 10^3 \text{ Гц}$ средняя длина прыжка для тонкой пленки Cd_3As_2 составила 433 нм , что на порядок превышает радиус локализации носителя заряда. Из выражения [17]

$$W = \left[\frac{3}{4\pi R^3 N(E_F)} \right],$$

можно определить среднюю энергию прыжка, $W = 4.2 \cdot 10^{-8} \text{ эВ}$. Энергия активации проводимости ΔE рассчитывается на разных частотах по наклону линий с использованием известного уравнения:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \exp(\Delta E_\sigma/kT).$$

Энергия активации для исследованных пленок Cd_3As_2 слабо зависит от частоты, $\Delta E_{\text{max}} = 0.04 \text{ эВ}$.

4. Заключение. Мы исследовали проводимость по переменному току тонких пленок Cd_3As_2 . Температурная зависимость проводимости переменного тока и параметра s достаточно хорошо интерпретируется моделью коррелированных барьерных прыжков. Анализ данных показал, что максимальная высота барьера, определяемая положением центров, формируемых за счет наличия дефектов, составляет 0.2 эВ .

Список литературы

1. Захвалинский В.С. и др. 2019. Получение и механизмы электропроводности тонких плёнок дираковского полуметалла Cd_3As_2 . Научные ведомости Белгородского государственного университета. Серия: Математика. Физика, 51(4) : 533–540.
2. Аванесян В. Т., Пайма К. И., Стожаров В. М. 2017. Особенности электропереноса в структуре фото-рефрактивного легированного кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$: Ru. Физика твердого тела, 59(6) : 1056–1059.
3. Armitage N.P., Mele E.J., Vishwanath A. 2018. Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids. Rev. Mod. Phys., 90 : 015001.
4. Austin I.G., Mott N.F. 1969. Polarons in crystalline and non-crystalline materials. Adv. Phys., 18 : 41.
5. Ghosh A. 1990. Transport properties of vanadium germanate glassy semiconductors. Phys. Rev. B, 42 : 5665.
6. Ghosh A. 1990. Frequency-dependent conductivity in bismuth-vanadate glassy semiconductors. Phys. Rev. B, 341 : 1479.
7. Elliott S.R. 1978. A theory of a.c. conduction in chalcogenide glasses. Philos. Mag. B, 36 : 1291.
8. Elliott S.R. 1988. Frequency-dependent conductivity in ionic glasses: A possible model. Solid State Ionics, 27 : 131.
9. Elliott S.R. 1987. A.c. conduction in amorphous chalcogenide and pnictide semiconductors, Advances in Physics, 36(2) : 135–217.
10. Jamil, A., Afsar, M. F., Sher, F., Rafiq, M. A. (2017). Temperature and composition dependent density of states extracted using overlapping large polaron tunnelling model in $\text{Mn}_x\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$ ($x = 0.25, 0.5, 0.75$) nanoparticles. Physica B: Condensed Matter, 509 : 76–83.
11. Kolte J., Salame P.H., Daryapurkar A.S., Gopalan P. 2015. Impedance and AC conductivity study of nano crystalline, fine grained multiferroic bismuth ferrite (BiFeO_3), synthesized by microwave sintering. AIP Adv., 5 : 097164.
12. Koops C.G. 1951. On the dispersion of resistivity and dielectric constant of some semiconductors at audiofrequencies. Physical Review, 83(1) : 121.

13. Ladhar A., et al. 2015. AC and DC electrical conductivity in natural rubber/nanofibrillated cellulose nanocomposites. *J. Mol. Liq.*, 209 : 272–279.
14. Liang T., Gibson Q., Ali M.N., Liu M., Cava R.J., Ong N.P. 2015. Ultrahigh mobility and giant magnetoresistance in the Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Nature materials*, 14(3) : 280–284.
15. Long A.R. 1982. Frequency-dependent loss in amorphous semiconductors. *Adv. Phys.* 31 : 553.
16. Mott N.F., Davis E.A. 2012. *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*. OUP Oxford.
17. Okutan M., Bakan H. I., Korkmaz K., Yakuphanoglu F. 2005. Variable range hopping conduction and microstructure properties of semiconducting Co-doped TiO_2 . *Physica B: Condensed Matter*, 355(1-4) : 176–181.
18. Pollak M. 1971. On the frequency dependence of conductivity in amorphous solids, *Philos. Mag.*, 1(23) : 519.
19. Pollak M., Pike G.E. 1972. AC Conductivity of Glasses. *Phys. Rev. Lett.*, 28 : 1449.
20. Radoń, A., Lukowicz, D., Krenzer, M., Mikula, J., Włodarczyk, P. 2018. Electrical conduction mechanism and dielectric properties of spherical shaped Fe_3O_4 nanoparticles synthesized by co-precipitation method. *Materials*, 11(5) : 735.
21. Suslov A.V. et al. 2019. Observation of sub-kelvin superconductivity in Cd_3As_2 thin films. *Phys. Rev. B*, 99 : 094512.
22. 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.
23. Weszka J. 1999. Model of lattice dynamics of Cd_3As_2 single crystals. *physica status solidi (b)*, 211(2) : 605–619.
24. Weszka J., Renucci M., Zwick A. 1986. Some aspects of raman scattering in Cd_3As_2 single crystals. *physica status solidi (b)*, 133(1) : 57–64.
25. Yang Y.-K., Xiu F.-X., Wang F.-Q., Wang J., Shi Y. 2019. Electrical transport and optical properties of Cd_3As_2 thin films. *Chin. Phys. B Vol.*, 28(10) : 107502.
26. Zhao Y., et al. 2015. Anisotropic Fermi surface and quantum limit transport in high mobility three-dimensional Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Physical Review X*, 5(3) : 031037.

References

1. Zakhvalinskii V.S. et al. 2019. Polucheniye i mekhanizmy elektroprovodnosti tonkikh plonok dirakovskogo polumetalla Cd_3As_2 [Obtaining and mechanisms of electrical conductivity of thin films of Dirac semimetal Cd_3As_2]. *Nauchnyye vedomosti Belgorodskogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Matematika. Fizika*, 51(4) : 533–540.
2. Avanesyan V.T., Paima K.I., Stozharov V.M. 2017. Osobennosti elektroperenosa v strukture fotorefraktivnogo legirovannogo kristalla $Bi_{12}TiO_{20} : Ru$ [Features of electrical transfer in the structure of photorefractive doped crystal $Bi_{12}TiO_{20} : Ru$]. *Fizika tverdogo tela*, 59(6) : 1056–1059.
3. Armitage N.P., Mele E.J., Vishwanath A. 2018. Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids. *Rev. Mod. Phys.*, 90 : 015001.
4. Austin I.G., Mott N.F. 1969. Polarons in crystalline and non-crystalline materials. *Adv. Phys.*, 18 : 41.
5. Ghosh A. 1990. Transport properties of vanadium germanate glassy semiconductors. *Phys. Rev. B*, 42 : 5665.
6. Ghosh A. 1990. Frequency-dependent conductivity in bismuth-vanadate glassy semiconductors. *Phys. Rev. B*, 341 : 1479.
7. Elliott S.R. 1978. A theory of a.c. conduction in chalcogenide glasses. *Philos. Mag. B*, 36 : 1291.
8. Elliott S.R. 1988. Frequency-dependent conductivity in ionic glasses: A possible model. *Solid State Ionics*, 27 : 131.

9. Elliott S.R. 1987. A.c. conduction in amorphous chalcogenide and pnictide semiconductors, *Advances in Physics*, 36(2) : 135–217.
10. Jamil, A., Afsar, M. F., Sher, F., Rafiq, M. A. (2017). Temperature and composition dependent density of states extracted using overlapping large polaron tunnelling model in $Mn_xCo_{1-x}Fe_2O_4$ ($x= 0.25, 0.5, 0.75$) nanoparticles. *Physica B: Condensed Matter*, 509 : 76–83.
11. Kolte J., Salame P.H., Daryapurkar A.S., Gopalan P. 2015. Impedance and AC conductivity study of nano crystalline, fine grained multiferroic bismuth ferrite ($BiFeO_3$), synthesized by microwave sintering. *AIP Adv.*, 5 : 097164.
12. Koops C.G. 1951. On the dispersion of resistivity and dielectric constant of some semiconductors at audiofrequencies. *Physical Review*, 83(1) : 121.
13. Ladhar A., et al. 2015. AC and DC electrical conductivity in natural rubber/nanofibrillated cellulose nanocomposites. *J. Mol. Liq.*, 209 : 272–279.
14. Liang T., Gibson Q., Ali M.N., Liu M., Cava R.J., Ong N.P. 2015. Ultrahigh mobility and giant magnetoresistance in the Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Nature materials*, 14(3) : 280–284.
15. Long A.R. 1982. Frequency-dependent loss in amorphous semiconductors. *Adv. Phys.* 31 : 553.
16. Mott N.F., Davis E.A. 2012. *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*. OUP Oxford.
17. Okutan M., Bakan H. I., Korkmaz K., Yakuphanoglu F. 2005. Variable range hopping conduction and microstructure properties of semiconducting Co-doped TiO_2 . *Physica B: Condensed Matter*, 355(1-4) : 176–181.
18. Pollak M. 1971. On the frequency dependence of conductivity in amorphous solids, *Philos. Mag.*, 1(23) : 519.
19. Pollak M., Pike G.E. 1972. AC Conductivity of Glasses. *Phys. Rev. Lett.*, 28 : 1449.
20. Radoń, A., Lukowicz, D., Kremzer, M., Mikula, J., Włodarczyk, P. 2018. Electrical conduction mechanism and dielectric properties of spherical shaped Fe_3O_4 nanoparticles synthesized by co-precipitation method. *Materials*, 11(5) : 735.
21. Suslov A.V. et al. 2019. Observation of sub-kelvin superconductivity in Cd_3As_2 thin films. *Phys. Rev. B*, 99 : 094512.
22. 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.
23. Weszka J. 1999. Model of lattice dynamics of Cd_3As_2 single crystals. *physica status solidi (b)*, 211(2) : 605–619.
24. Weszka J., Renucci M., Zwick A. 1986. Some aspects of raman scattering in Cd_3As_2 single crystals. *physica status solidi (b)*, 133(1) : 57–64.
25. Yang Y.-K., Xiu F.-X., Wang F.-Q., Wang J., Shi Y. 2019. Electrical transport and optical properties of Cd_3As_2 thin films. *Chin. Phys. B Vol.*, 28(10) : 107502.
26. Zhao Y., et al. 2015. Anisotropic Fermi surface and quantum limit transport in high mobility three-dimensional Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Physical Review X*, 5(3) : 031037.

Получена 27.11.2020

Морочо Александр Альфредо Амбойя – магистрант второго года обучения кафедры теоретической и экспериментальной физики института инженерных и цифровых технологий Белгородского государственного национального исследовательского университета
ул. Победы, 85, г. Белгород, 308015, Россия
E-mail: alxndral@outlook.com

Пилюк Евгений Александрович – кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры теоретической и экспериментальной физики института инженерных и цифровых технологий Белгородского государственного национального исследовательского университета

 <http://orcid.org/0000-0003-4979-5724>

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

E-mail: pilyuk@bsu.edu.ru

Неженцев Антон Васильевич – бакалавр третьего года обучения кафедры теоретической и экспериментальной физики института инженерных и цифровых технологий Белгородского государственного национального исследовательского университета

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

E-mail: 1318586@bsu.edu.ru

Шапвалов Павел Георгиевич – бакалавр третьего года обучения кафедры теоретической и экспериментальной физики института инженерных и цифровых технологий Белгородского государственного национального исследовательского университета

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

E-mail: 1318678@bsu.edu.ru

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

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

E-mail: yaprintsev@bsu.edu.ru

Новиков Всеслав Юрьевич – кандидат технических наук, инженер Центра коллективного пользования «Технологии и Материалы НИУ «БелГУ»

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

E-mail: novikov_v@bsu.edu.ru