

УДК 539.23

DOI 10.52575/2687-0959-2022-54-3-178-185

оригинальное исследование

ЗНАКОПЕРЕМЕННОЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ И ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ АРСЕНИДА КАДМИЯ

Е. П. Кочура¹, А. В. Борисенко², В. С. Захвалинский², А. З. Хтет¹

(Статья представлена членом редакционной коллегии А. В. Носковым)

¹Юго-Западный государственный университет,
г. Курск, 305040, Россия

²Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
г. Белгород, 308015, Россия

E-mail: akochura@mail.ru, 1491654@bsu.edu.ru, zakhvalinskii@bsu.edu.ru, zawh0898@gmail.com

Аннотация. Модифицированным методом Бриджмена выращен монокристалл твердого раствора $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$. Измерена холловская подвижность и концентрация носителей заряда. Исследована зависимость электропроводности и магнетосопротивления в диапазоне от 10 до 300 К. Обнаружено, что в системе $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$, демонстрирующей механизм прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка типа Мотта, проявляется отрицательное магнетосопротивление в широком температурном диапазоне в ортогональном магнитном поле 1 Тл. Определены радиус локализации носителей заряда $a = 262 \text{ \AA}$, ширина мягкой параболической щели $\Delta = 0.259 \text{ мэВ}$.

Ключевые слова: отрицательное магнетосопротивление, твердый раствор, монокристалл, прыжковая проводимость, арсенид кадмия

Для цитирования: Кочура А. В., Борисенко А. В., Захвалинский В. С., Хтет А. З. 2022. Знакопеременное магнетосопротивление и температурная зависимость электропроводности монокристаллов твердых растворов арсенида кадмия. Прикладная математика & Физика, 54(4): 178–185.

DOI 10.52575/2687-0959-2022-54-3-178-185

ALTERNATING MAGNETORESISTANCE AND TEMPERATURE DEPENDENCE OF ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF SINGLE CRYSTALS OF SOLID SOLUTIONS OF CADMIUM ARSENIDE

E. P. Kochura¹, A. V. Borisenko², V. S. Zakhvalinskii², Aung Zaw Htet¹

(Article submitted by a member of the editorial board A. V. Noskov)

¹ Southwest State University,
Kursk, 305040, Russia

²Belgorod National Research University, Belgorod, 308015, Russia

E-mail: akochura@mail.ru, 1491654@bsu.edu.ru, zakhvalinskii@bsu.edu.ru, zawh0898@gmail.com

Received September, 06, 2022

Abstract. A single crystal of solid solution was grown by the modified Bridgman method $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$. The Hall mobility and the concentration of charge carriers were measured. The dependence of electrical conductivity and magnetoresistance was investigated in the range from 10 to 300 K. It was found that in the system $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$ demonstrating the Mott variable-range hopping conductivity mechanism. Negative magnetoresistance is manifested in a wide temperature range in an orthogonal magnetic field of 1 Tl. The radius of localization of charge carriers $a = 262 \text{ \AA}$, the Coulomb gap $\Delta = 0.259 \text{ meV}$ are determined.

Keywords: negative magnetoresistance, solid solution, single crystal, hopping conductivity, cadmium arsenide

For citation: Kochura A. V., Borisenko A. V., Zakhvalinskii V. S., Htet Aung Zaw. 2022. Alternating magnetoresistance and temperature dependence of electrical conductivity of single crystals of solid solutions of cadmium arsenide. Applied Mathematics & Physics, 54(3): 178–185 (in Russian).

DOI 10.52575/2687-0959-2022-54-3-178-185

1. Введение. Ранее было установлено, что (Cd_3As_2) является трехмерным полуметаллом Дирака [1, 3], который обладает чрезвычайно высокой подвижностью, особыми транспортными свойствами, такими как большое магнетосопротивление в поперечных магнитных полях, что может иметь значение для практического применения [10]. В последние годы широко исследуется эффект отрицательного магнетосопротивления в топологических материалах и механизмы его возникновения [4]. Одной из причин

наблюдаемого отрицательного магнетосопротивления является присутствие киральной аномалии [5]. Другой причиной считается влияние прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка типа Шкловского – Эфроса [14, 15]. Тем не менее происхождение отрицательного магнетосопротивления остается спорным. Что еще более важно, данное исследование позволяет предполагать характерную зависимость наблюдаемого отрицательного магнетосопротивления от прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка типа Мотта, что согласуется с теорией [11]. В ряде работ особое внимание уделено эволюции топологических свойств в тройных и четверных твердых растворах на основе арсенида кадмия [10]. Область твердых растворов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ вблизи $x = 0.5$ практически не изучена, а в соответствии с моделью Боднара [2] свидетельствует о не инверсном чередовании энергетических зон. Кроме того, образцы твердых растворов в диапазоне составов $0.38 \leq x \leq 0.6$ могут кристаллизоваться либо в α'' -фазе, либо в α''' -фазе [13], что требует тщательного контроля полученных образцов. Таким образом, целью настоящей работы было исследование свойств монокристаллов твердого раствора $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$: проведены измерения температурных зависимостей удельного сопротивления и магнетосопротивления.

2. Материалы и методика эксперимента. Монокристалл твердого раствора $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$ был получен модифицированным методом Бриджмена. Для определения состава и однородности распределения элементов на поверхности образца использовался сканирующий электронный микроскоп JSM-6610LV (Jeol) с приставкой для энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДРС) $X - \text{Max}^N$ (Oxford Instruments). Было установлено, что содержание элементов в образце $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ было однородным (рис. 1) с составом $x = 0.50$. Не обнаружено присутствие включений (преципитатов), других химических соединений или эвтектик.

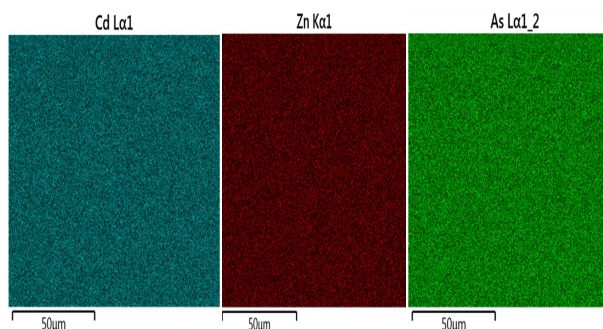


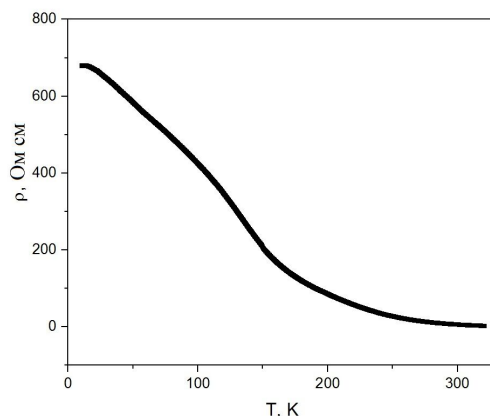
Рис. 1. Равномерное распределение элементов по поверхности образца $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$ по данным энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$

Fig. 1. Uniform distribution of elements over the surface of sample $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$ according to energy dispersive X-ray spectroscopy

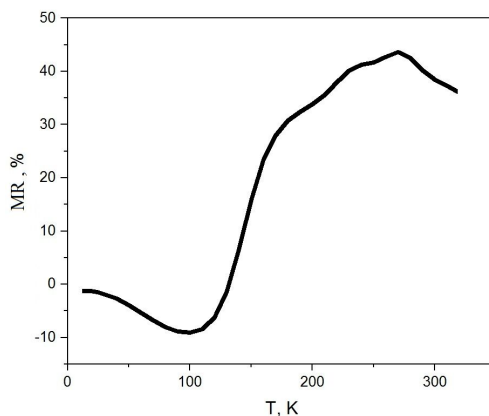
Рентгенофазовый анализ, выполненный с помощью рентгеновского дифрактометра GBC ЕММА (излучение $\text{Cu K}\alpha$, $\lambda = 1.5401 \text{ \AA}$) при комнатной температуре, также подтвердил однофазовый состав образца. Его кристаллическая структура соответствовала α''' -полиморфной модификации, которая наблюдалась ранее для некоторых составов твердых растворов арсенид кадмия – арсенид цинка [9, 13]. Эта структура является тетрагональной (п. г. $I4_1/amd$) с параметрами $a = b = 8.55 \text{ \AA}$ и $c = 24.13 \text{ \AA}$.

Образец для измерения удельного сопротивления был подготовлен в форме параллелепипеда, размеры которого составили: длина 5.23 мм, ширина 4.46 мм, высота 2.52 мм. Стороны образца отшлифованы до поверхности «зеркала». Измерения проводились шестизондовым методом в температурном диапазоне от 320 К до 10 К. Для получения температурных зависимостей удельного сопротивления и магнетосопротивления исследуемого материала применялась криогенная установка с использованием гелиевого компрессора и термоконтроллера для управления температурой.

3. Результаты и обсуждение. На рис. 2 представлена температурная зависимость удельного сопротивления образца $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ при $x = 0.5$. Поведение графика зависимости удельного сопротивления твердого раствора $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$ от температуры близко к тому, о котором сообщалось в ссылке [10].

Рис. 2. Температурная зависимость удельного сопротивления образца $(\text{Cd}_{0.5} \text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$ Fig. 2. Temperature dependence of the resistivity for the sample $(\text{Cd}_{0.5} \text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$

Температурная зависимость удельного сопротивления образца имеет полупроводниковый характер, плавно возрастая с понижением температуры. Такая температурная зависимость говорит о том, что повышение температуры приводит к увеличению количества свободных зарядов в полупроводнике. На рис. 3 приведена зависимость поперечного магнетосопротивления (т.е. зависимость сопротивления кристалла, помещенного в магнитное поле, перпендикулярное электрическому току) от температуры. Магнетосопротивление MR было определено как $(\text{MR}_B - \text{MR}_0) / \text{MR}_0 \cdot 100\%$.

Рис. 3. Зависимость магнетосопротивления монокристалла $(\text{Cd}_{0.5} \text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$ от температурыFig. 3. Temperature dependence of magnetoresistance of single crystal $(\text{Cd}_{0.5} \text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$

При 10 К магнетосопротивление принимает отрицательные значения. С повышением температуры до 140 К меняет знак и достигает максимальной величины 40 % при температуре 270 К. Эффект отрицательного магнетосопротивления в поперечном магнитном поле наблюдается на образце с «полупроводниковой» температурной зависимостью $\text{MR}(T)$, то есть имеет место переход полуметалл-полупроводник.

Тип носителей заряда полупроводника был определен с помощью нагревания одного конца испытуемого полупроводника, используя явление Зеебека. В ходе исследования, подогревая один конец образца, происходит затрата внешней тепловой энергии. Вследствие чего на горячем конце освобождается больше электронов, чем на холодном. Тогда у холодной части полупроводника концентрация электронов становится меньше, нежели у горячей стороны. Происходит их диффузия от горячей стороны к холодной. Таким образом, горячий конец заряжается положительно, а холодный – отрицательно. Между концами полупроводника возникает разность потенциалов. Из чего следует, что при комнатной температуре монокристалл $(\text{Cd}_{1-x} \text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ при $x = 0.5$ принадлежит к n-типу.

По результатам измерения напряжения Холла на исследуемом образце получена температурная зависимость постоянной Холла R_H (рис. 4). По знаку R_H можно судить о знаке заряда носителей тока в образце.

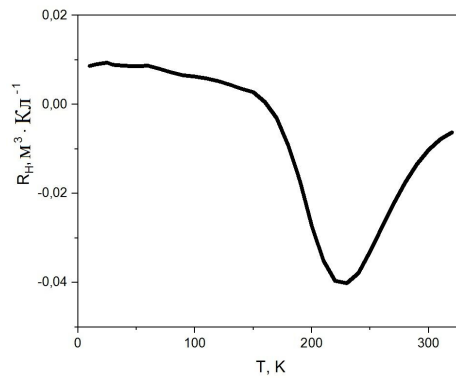


Рис. 4. Зависимость постоянной Холла R_H от температуры образца $(\text{Cd}_{0.5} \text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$
 Fig. 4. Temperature dependence of the Hall coefficient for the sample $(\text{Cd}_{0.5} \text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$

В диапазоне гелиевых температур постоянная Холла принимает положительные значения. При возрастании температуры график зависимости R_H убывает, проходя через нуль при температуре 162 К (температура инверсии). При дальнейшем увеличении температуры знак постоянной Холла становится отрицательным из-за большой подвижности электронов: график зависимости резко убывает до температуры 230 К, при которой $R_H = -0.04 \text{ м}^3/\text{Кл}$.

Следовательно, основными носителями заряда от 10 К и до достижения 162 К являются дырки и полупроводник имеет p-тип проводимости. Затем происходит смена знака основных носителей заряда на противоположный, и до температуры в 320 К основными носителями являются электроны, а полупроводник демонстрирует n-тип проводимости.

Зная значения постоянной Холла, можно определить температурную зависимость концентрации носителей заряда (электронов n и дырок p) N , которая приведена на рис. 5.

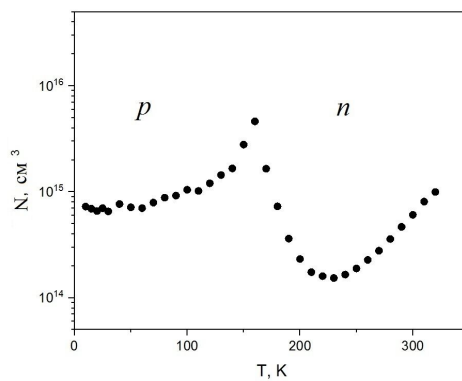


Рис. 5. Температурная зависимость концентрации носителей заряда в монокристалле $(\text{Cd}_{0.5} \text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$
 Fig. 5. Temperature dependence of the concentration of charge carriers in a single crystal $(\text{Cd}_{0.5} \text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$

По графику видно, что концентрация дырок постепенно растет в диапазоне температуры от 10 К до 100 К, затем резко возрастает до 159 К, доходя до максимума в $4.62 \cdot 10^{15} \text{ см}^3$, затем происходит смена знака основных носителей заряда, концентрация электронов экспоненциально падает до $1.54 \cdot 10^{15} \text{ см}^3$, после чего постепенно начинает расти до температуры 320 К. Полученные результаты измерений позволили вычислить холловскую подвижность (рис. 6). Анализируя графики температурных зависимостей холловской подвижности и концентрации, можно сделать вывод, что с понижением температуры от 320 К подвижность основных носителей заряда μ уменьшается с увеличением концентрации дырок.

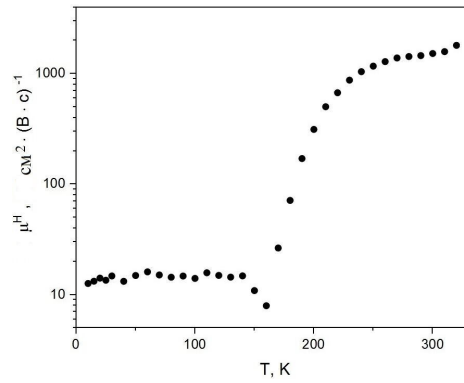


Рис. 6. Температурная зависимость холловской подвижности монокристалла $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$
 Fig. 6. Temperature dependence of the Hall mobility of a single crystal $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$

Знак постоянной Холла зависит от знака носителей заряда, имеющих более высокую подвижность. Анализируя рис. 6, становится понятно, что высокую подвижность имеют электроны, подвижность которых непрерывно растет от 163 К до 320 К, достигая значения в $1805 \text{ cm}^2 \cdot (\text{B} \cdot \text{c})^{-1}$. В свою очередь, подвижность дырок на промежутке от 10 К до 159 К довольно мала $16 \text{ cm}^2 \cdot (\text{B} \cdot \text{c})^{-1}$. Увеличение подвижности электронов при увеличении температуры сопровождается рассеянием на ионах примеси. На рис. 7 отчетливо виден участок линейного увеличения рассеяния на ионизированных примесях с повышением температуры на промежутке от 163 К до 270 К, такое поведение зависимости на данном участке характерно для носителей заряда n-типа [6].

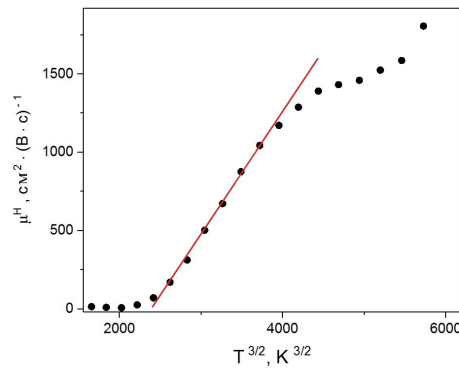


Рис. 7. Температурная зависимость μ^H от $T^{3/2}$ образца $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$
 Fig. 7. Temperature dependence of μ^H on $T^{3/2}$ for the sample $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$

Данная зависимость объясняется возрастающей тепловой скоростью носителей, за счет чего уменьшается время нахождения носителей заряда в поле ионизированного атома, тем меньше искажаются их траектории. Благодаря этому возрастает длина свободного пробега носителей, увеличивается их подвижность. Установлено, что подвижность, обусловленная рассеянием на ионах примеси, растет пропорционально $T^{3/2}$. Так как подвижность дырок на отрезке от 10 К до 159 К имеет небольшие значения, соответственно, механизмы рассеяния не столь явные для их описания.

При высоких температурах преобладает собственная проводимость полупроводников, связанная с термической активацией электронов из валентной зоны в зону проводимости. С понижением температуры становится важной примесная проводимость, которая реализуется путем теплового возбуждения носителей заряда в зоне проводимости или валентной зоне. При низких температурах, когда активационная проводимость невозможна в локализованных системах, имеет место механизм прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. Для определения механизма проводимости образца $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$, при $x = 0.5$ в области гелиевых температур необходимо обратиться к температурной зависимости удельного сопротивления (рис. 2) и воспользоваться универсальной формулой:

$$\rho(T) = DT^m e^{(T_0/T)}, \quad (1)$$

где T_0 – характеристическая температура, D – постоянный коэффициент, p и m параметры, зависящие от механизма прыжковой проводимости.

Характеристическая температура T_0 , параметры m и p определяют тип проводимости. Так, для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка типа Мотта $T_0 = T_M = \beta_M / k_B \cdot g_0 \cdot a^3$ параметр p равен

1/4. Тогда как, в случае прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка типа Шкловского – Эфроса $T_0 = T_{SE} = \beta_{SE} \cdot e^2 / k_B \cdot k \cdot a$, при $p = 1/2$. Здесь $\beta_M = 2.1$ и $\beta_{SE} = 2.8$ – численные коэффициенты, g_0 – плотность локализованных состояний, a – радиус.

Параметры m и p независимо друг от друга определяются в том случае, если записать уравнение (1) в виде:

$$\ln\left(\frac{E_A}{k_B \cdot T} + m\right) = \ln \rho + \rho \cdot \ln T_0 + \rho \cdot \ln \frac{1}{T}. \quad (2)$$

где E_A – локальная энергия активации, определяемая как:

$$E_A = \frac{d \ln \rho(T)}{d(1/k_B T)}, \quad (3)$$

Подбирая значение параметра m , левая часть уравнения (2) должна представлять линейную зависимость от функции $\ln(1/T)$, а значение параметра p представляет собой угол наклона этой зависимости (рис. 8).

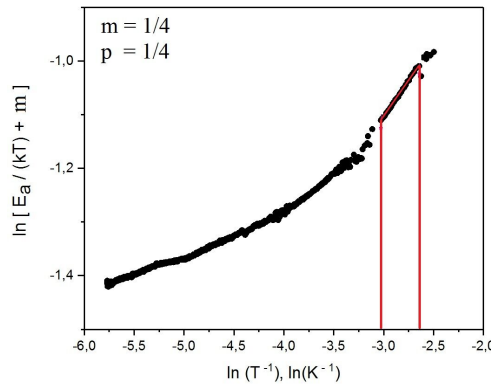


Рис. 8. Зависимость $\ln\left(\frac{E_A}{k_B T} + m\right)$ от $\ln \frac{1}{T}$ образца $(\text{Cd}_{0.5} \text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$
 Fig. 8. Dependence of $\ln\left(\frac{E_A}{k_B T} + m\right)$ on $\ln \frac{1}{T}$ for the sample $(\text{Cd}_{0.5} \text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$

Принимая значение параметра $m = 1/4$ в уравнении (2), угол наклона линейной зависимости, т. е. параметр p , также равен $1/4$, что может свидетельствовать о наличии прыжковой проводимости типа Мотта. Температура начала прыжковой проводимости T_v определяется по графику (рис. 8) как начало линейного участка со стороны высоких температур и равна 20.63 К.

Построив зависимость $\ln\left(\frac{\rho}{T^{1/4}}\right)$ от $1/T^{1/4}$, можно увидеть линейный участок (рис. 9), что подтверждает предположение о механизме проводимости.

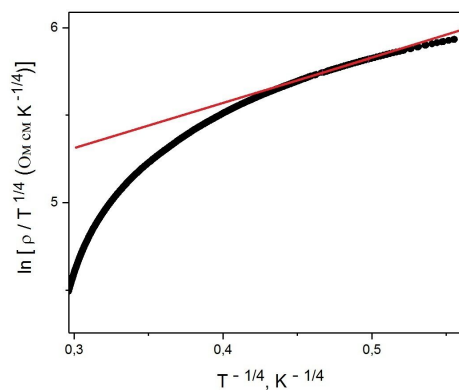


Рис. 9. Зависимость $\ln\left(\frac{\rho}{T^{1/4}}\right)$ от $1/T^{1/4}$
 Fig. 9. Dependence of $\ln\left(\frac{\rho}{T^{1/4}}\right)$ on $1/T^{1/4}$

Параметры D и T_0 определяются из графика на рис. 9, как коэффициенты в уравнении прямой, где угол наклона равен $T_0^{1/4}$, $\ln D$ – точка пересечения этой прямой с осью ординат. Таким образом, $D = 96.544 \text{ Ом} \cdot \text{см} \cdot \text{К}^{-1/2}$ и $T_0 = 39.063 \text{ К}$.

Для режима прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка типа Мотта ширина кулоновской щели W и плотность локализованных состояний $g(\mu)$ выражаются как:

$$W = k_B \cdot T_v^{3/4} T_0^{1/4}, \quad (4)$$

$$g(\mu) = N_A/(2W), \quad (5)$$

где N_A – концентрация акцепторов [12].

Для образца $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$ значения W и $g(\mu)$ соответственно равны 2.085 мэВ и $3.453 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ мэВ}^{-1}$. Согласно [8] произведен расчет радиуса локализации, который принимает значение $a = 262 \text{ \AA}$, и ширины мягкой параболической щели $\Delta = 0.259 \text{ мэВ}$. Достигнутые результаты не противоречат литературным данным для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка типа Мотта.

4. Заключение. Методом Бриджмена были получены монокристаллы $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$ и подготовлены образцы для исследования гальваномагнитных свойств. Были изучены температурные характеристики электропроводности кристалла, коэффициента Холла и магнетосопротивления. Обнаружено, что зависимость удельного сопротивления от температуры имеет «полупроводниковый характер». Определены холловская подвижность и концентрация. В системе $(\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5})_3\text{As}_2$, демонстрирующей прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка типа Мотта, при низких температурах проявляется отрицательное магнетосопротивление. Для области прыжковой проводимости вычислены значения радиуса локализации носителей заряда $a = 262 \text{ \AA}$ и ширины мягкой параболической щели $\Delta = 0.259 \text{ мэВ}$.

References

1. Amarnath R., Bhargavi K. S., Kubakaddi S. S. 2020. Thermoelectric transport properties in 3D Dirac semimetal Cd_3As_2 . *Journal of Physics Condensed Matter*, 32(22): 225704 12.
2. Bodnar J. 1977. In Proceedings of the International Conference on the Physics of Narrow-Gap Semiconductors. Proc. Internat. Conf., 311.
3. Chorsi H. T. et al. 2020. Widely Tunable Optical and Thermal Properties of Dirac Semimetal Cd_3As_2 . *Advanced Optical Materials*, 8(8): 120302 6.
4. Crassee I. et al. 2018. 3D Dirac semimetal Cd_3As_2 : A review of material properties. *Physical Review Materials*, 2(12): 120302 15.
5. Huang X., Zhao L., Long Y., Wang P., Chen D., Yang Z., et al. 2015. Observation of the Chiral-Anomaly-Induced Negative Magnetoresistance in 3D Weyl Semimetal TaAs. *Phys. Rev. X*, 5 : 031023.
6. Grundmann M. 2021. The Physics of Semiconductors. Graduate Texts in Physics. Springer Berlin Heidelberg, 989: 255–265.
7. Lu H. et al. 2017. Topological phase transition in single crystals of $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$. // Scientific reports. 7. (1): 3148.
8. Laiho R., Lashkul A., Lisunov K., Lahderanta E., Shakhov M. and Zakhvalinskii V. 2008. Hopping conductivity of ni-doped p-CdSb. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20(29): 295204-295214.
9. Volodina G.F. et al. 2013. Crystal Structure of $\alpha'''-(\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x)_3\text{As}_2$ ($x = 0.26$). *Crystallography Reports*, 58(58):563-567.
10. Wang Z., Weng H., Wu Q. et al. 2013. Three-Dimensional Dirac Semimetal and Quantum Transport in Cd_3As_2 // *Phys. Rev.*, 88: 125427.
11. Xue J., Huang S., Wang J. Y. and Xu H. Q. 2019. Mott variable-range hopping transport in a MoS2 nanoflake. *RSC. Adv*, 9 : 17885.
12. Zakhvalinskii V. S., Alam M., Nikulicheva T. B., Lahderanta E., Shakhov M. A., Piljuk E. A., Ivanchikhin S. V., Kochura A. V. 2017. Hopping Conductivity in Single Crystals $(\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.32}\text{Mn}_{0.08})_3\text{As}_2$. *International Journal of Engineering*, B, 30 : 11.
13. Zakhvalinskii V. S., Nikulicheva T. B., Kochura A. V., Lahderanta E., Shakhov M., Kubankin A. S., Sukhov M., Yaprincev M. N., and Morocho A. A. 2021. Mixed conductivity analysis of single crystals of $\alpha'''-(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ ($x = 0.45$). *Materials Science*. AIP, 11 (3) : 035028.
14. Zhang Y. and Sarachik M. P. 1989. *Phys. Rev. B*, 39 : 8059.
15. Zhang Y., Dai P. and Sarachik M. P. 1992. Magnetoconductance of CdSe in the hopping regime: The effect of quantum interference. *Phys. Rev. B*, 45 : 9473.

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 10.07.2022

Поступила после рецензирования 02.09.2022

Принята к публикации 06.09.2022

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Кочура Евгения Павловна – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры программной инженерии, Юго-Западный государственный университет
ул. 50 лет Октября, 94, г. Курск, 308015, Россия

Борисенко Александр Васильевич – аспирант, Белгородский государственный национальный исследовательский университет
ул. Победы, 85, г. Белгород, 308015, Россия

Захвалинский Василий Сергеевич – доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник лаборатории перспективных материалов и технологий, Белгородский государственный национальный исследовательский университет
ул. Победы, 85, г. Белгород, 308015, Россия

Хтет Аунг Зо – аспирант Юго-Западного государственного университета
ул. 50 лет Октября, 94, г. Курск, 308015, Россия

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Kochura Evgenia – PhD, Associate Professor, Department of Software Engineering, Southwestern State University, Kursk, Russia

Borisenko Alexander – Graduate Student, Belgorod State National Research University, Belgorod, Russia

Zakhvalinsky Vasily – PhD, Professor, Leading Researcher, Laboratories of Advanced Materials and Technologies, Belgorod State National Research University, Belgorod, Russia

Htet Aung Zo – Graduate Student, Southwestern State University, Kursk, Russia