DOI: https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.10.1

УДК: 539.21

Магнитосопротивление легированных Cr магнетронных пленок Дираковскго полуметалла Cd_3As_2

А.Б. Мехия [1], Л.А. Моргун [1], В.С. Захвалинский [2], А.В. Кочура [3], А.Б. Давыдов [1], К.И. Кугель [4], А.В. Маширов [5], Б.А. Аронзон [1]

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия, Москва
[2] Белгородский Государственный Национальный Исследовательский Университет, Россия, Белгород
[3] Юго-Западный Государственный Университет, Россия, Курск
[4] Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Россия, Москва
[5] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Россия, Москва

Статья поступила в редакцию 13 октября 2026 г.

Аннотация. Представлены экспериментальные результаты исследования магнитосопротивления тонких (толщиной в несколько десятков нанометров) магнетронных пленок на изолирующей подложке топологического полуметалла Cd_3As_2, легированного хромом. Измерения проводились в диапазоне температур 3–300 К при магнитных полях до 5 Тл. При определении электрического сопротивления магнитное поле, прикладывалось перпендикулярно направлению электрического тока (в плоскости пленки и перпендикулярно ей). Исследован диапазон низкого содержания хрома (< 1 % ат.). При низких температурах все образцы этой серии демонстрировали отрицательное магнитосопротивление, а в слабых магнитных полях форма полевой зависимости магнитосопротивления хорошо описывалась соотношениями, соответствующими эффекту квантовой интерференции (слабой локализации) носителей заряда, соответствующей

трехмерному случаю. Проявлений слабого антилокализационного эффекта не наблюдалось, что, по-видимому, обусловлено искажениями решетки, а также стабилизацией высокотемпературной полиморфной α" фазы арсенида кадмия. При более высоких полях наблюдались отклонения от поведения, характерного для слабой локализации, но тем не менее, сохранялись особенности, характерные для вейлевского полуметалла с магнитными примесями, а именно, почти линейный ход отрицательного магнитосопротивления. Последний может быть связан с асимметрией спин-зависимого рассеяния носителей заряда в топологических полуметаллах. С повышением температуры наблюдался переход к положительному магнитосопротивлению, типичному для обычных металлов.

Ключевые слова: арсенид кадмия, дираковский полуметалл, магнитосопротивление, слабая локализация.

Финансирование: Министерство науки и высшего образования (FENM2025-0008).

Автор для переписки: Мехия Альберто Бандурин, A_mehia@mail.ru

Введение

Материалы с топологически защищенными квантовыми состояниями привлекают широкое внимание исследователей, и представляют интерес, как с фундаментальной, так и с практической точек зрения, из-за того, что в их электронном спектре проявляются особенности, приводящие к формированию вблизи уровня Ферми дираковских узлов, в которых носители заряда – дираковские фермионы имеют нулевую эффективную массу и подчиняются релятивистским законам движения [1–4], что может быть использовано при создании элементной базы активных электронных устройств нового поколения [5–9]. Среди топологических полуметаллов значительное внимание исследователей привлекает Cd_3As_2 – тетрагональный полуметалл с инвертированной зонной структурой, обладающий очень высоким значением подвижности электронов ~ $9 \cdot 10^6$ см^2/(В·с) при T = 5 К [10] и $7.2 \cdot 10^4$ см^2/(В·с) при

комнатной температуре [7]. Сообщается об обнаружении низкотемпературной сверхпроводимости, как в пленках, так и объемных кристаллах [11–14].

Согласно теоретическим представлениям, добавление примеси в Cd_3As_2 может индуцировать топологические фазовые переходы. Так, например, с применением теории функционала плотности было исследовано влияние на топологические свойства немагнитных примесей цинка (Zn) и магнитных примесей марганца (Mn) в кристаллической решетке Cd_3As_2 и показано, как в состояние вейлевского полуметалла (ВПМ), так и в состояние обычного полупроводника [15, 16]. В случае замещения атомов Cd на Mn имеет место изоэлектронное легирование, которое характеризуется стабилизацией положения уровня Ферми и числа валентных электронов [17].

В недавнее время был проведен ряд теоретических и экспериментальных работ, изучающих влияние различных магнитных примесей на электронный спектр и транспортные свойства Cd_3As_2 [18-22]. Так, *ab initio* расчеты [19, 20] показали, что в твердых растворах $(Cd_{1-x}M_x)_3As_2$, где M = (Cr, Mn или Fe), в которых возникает ферромагнетизм, один конус Вейля разрушается, а второй может сохраняться только при определенных конфигурациях его расположения относительно 3d-состояний атомов металла. Однако, согласно данным расчетам, для атомов Mn и Fe стабильным является антиферромагнитное упорядочение, тогда как для Cr стабильным является ферромагнитное. При этом было показано, что если конусы Вейля сохраняются в спектре, то они вносят доминирующий вклад в транспортные свойства, что согласуется с экспериментальными результатами [21, 22]. Также была продемонстрирована тенденция к кластеризации примесных атомов.

В работах [21, 22], посвященных экспериментальным исследованиям магнетотранспортных характеристик $(Cd_{1-x}Cr_x)_3As_2$ был обнаружен ряд необычных физических эффектов, в частности, отрицательное магнетосопротивление (ОМС), характерное для слабой локализации, положительное магнетосопротивление (ПМС) в слабых полях и при низких температурах, соответствующее слабой антилокализации, а также

топологический фазовый переход к состоянию обычного полупроводника. При этом деформация вызывает переход от слабой антилокализации к слабой локализации.

В данной работе нашей задачей являлось исследование транспортных свойств пленок $(Cd_{1-x}Cr_x)_3As_2$ с малыми концентрациями примесных атомов ($x \sim 0.01$) и определения признаков проявления квантовых эффектов в них.

1. Приготовление и состав образцов

Пленки $(Cd_{1-x}Cr_x)_3As_2$ были осаждены в установке магнетронного вакуумного напыления ВН-2000. В качестве материала подложки выбирался монокристаллический сапфир (0001), поскольку он имеет хорошее сродство кристаллической структуры с арсенидом кадмия. Давление в камере напыления составляло 0.8 Па. Использовался высокочастотный нереактивный (в атмосфере аргона) режим напыления с мощностью 30 Вт без подогрева подложек. Расположение мишени и держателя подложек было осесимметричное, а расстояние между ними регулировалось так, чтобы скорость роста пленки была не менее 0.5 нм/с. Мишень изготавливалась из поликристаллов $(Cd_{0.99}Cr_{0.01})_3As_2$, предварительно синтезированных прямым сплавлением из исходных элементов.

Структура и состав материала мишеней и пленок определялась с помощью порошковой рентгеновской дифрактометрии (GBC EMMA, излучение CuKα, λ = 1.5406 Å), сканирующей электронной микроскопии (JSM-6610LV, JEOL), энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (X-MaxN, Oxford Instr.), голографической микроскопии (DHM R-2100, Lyncée Tec SA) и сканирующей зондовой микроскопии (Smart SPM 1000, AIST NT).

Дифрактограммы порошка мишени и пленок, измеренные в геометрии Брэгга- Брентано, представлены на рис 1. Кристаллическая решетка арсенида кадмия относится к тетрагональной сингонии, но в зависимости от условий синтеза и наличия допирующих элементов при комнатной температуре может иметь три полиморфных модификации: α ($I4_1cd$), α' ($P4_2/nbc$) и α'' ($P4_2/nmc$) [23]. Ранее для магнетронных пленок нелегированного арсенида кадмия было

установлено, что они могут кристаллизоваться в α и α' фазах [24]. Однако, полученные нами пленки $(Cd_{1-x}Cr_x)_3As_2$, как и сама мишень имели структуру α'' фазы, по-видимому, связанную с деформацией решетки. Параметры решетки исследуемых пленок α'' фазы: a = 8.95(6) Å, c = 12.61(2) Å, хорошо согласуются с параметрами для кристалла α''-Cd_3As_2:Mn (a = 8.942 Å, c = 12.63 Å) [24].

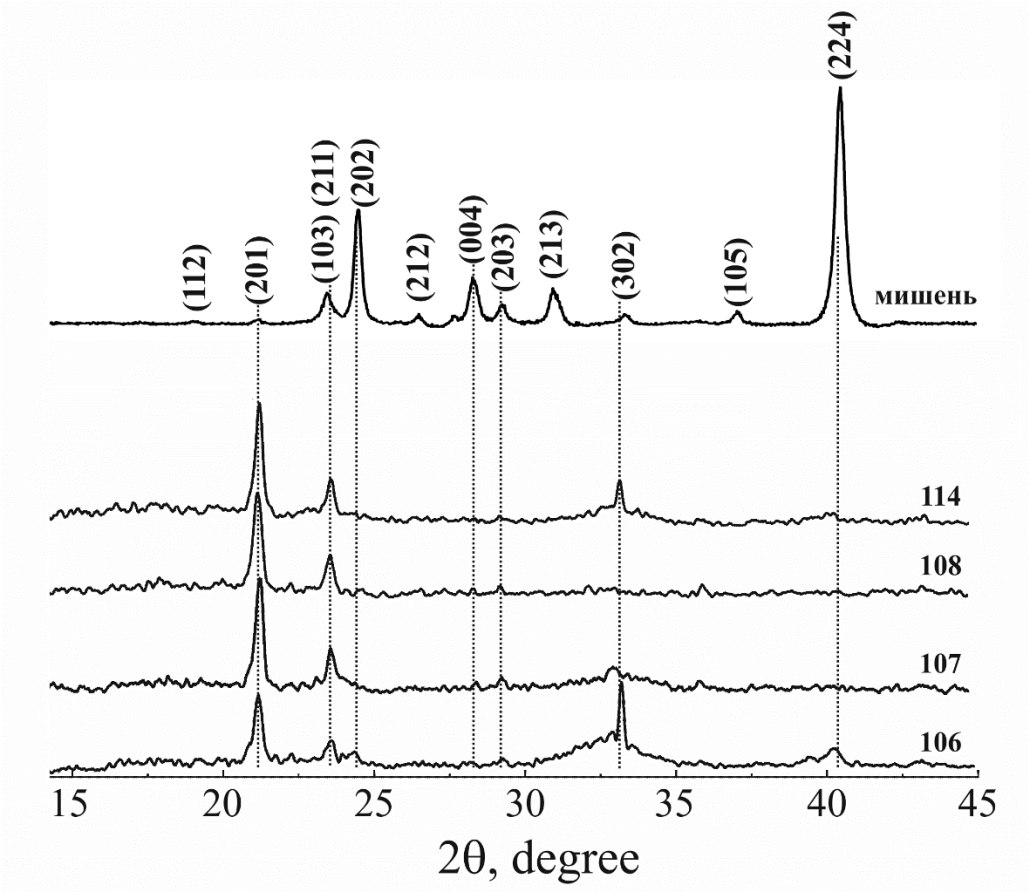


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы поверхности магнетронных пленок $(Cd_{1-x}Cr_x)_3As_2$ и исходного порошка для напыления. Индексы плоскостей приведены для α'' тетрагональной ($P4_2/nmc$) полиморфной модификации кристаллической решетки арсенида кадмия.

Для электрофизических измерений образцы осаждались через маску в форме «двойного холловского креста» для измерений четырехзондовым методом. Исследовались магнетотранспортные свойства пленок $(Cd_{1-x}Cr_x)_3As_2$ с x до 1 % замещения в широком диапазоне полей (до 5 Тл) при различных температурах. Полевые зависимости холловского сопротивления оказались линейными во всем диапазоне полей и для различных концентраций примеси. Из данных кривых были вычислены холловские параметры. По данным

сканирующей электронной микроскопии и энергодисперсионного анализа распределение Cd, Cr и As по поверхности всех пленок было однородно, а состав был близок к стехиометрическому. Толщина пленок определялась методом голографической микроскопии. Содержание Cr, толщина, а также концентрация носителей и их подвижность для каждого образца приведены в Таблице 1. Так же в Таблице 1 содержится значение оценки величины длины дефазировки, полученное как один из параметров при аппроксимации кривых магнетосопротивления формулой Хиками–Ларкина–Нагаоки (ХЛН), которая подробнее описана ниже.

Таблица 1. Параметры осажденных пленок, где h – толщина слоя напыленной пленки; X – содержание атомов Cr; n и μ – холловские концентрация и подвижность, соответственно; L_φ – длина дефазировки, вычисленная из аппроксимации кривых для магнетосопротивления.

Образец	***h*, нм**	***X*, ат%**	***n*, м$^{-3}$ 2 K**	***n*, м$^{-3}$ 300 K**	**μ, см^2/(В·с) 2 K**	**μ, см^2/(В·с) 300 K**	**L_φ, нм**
106	34.4	0.8	$2.4\cdot10^{25}$	$4.9\cdot10^{25}$	52	35	20.8
107	22.2	0.5	$6.4\cdot10^{24}$	$1.4\cdot10^{25}$	252	152	20.2
108	17.2	0.8	$5.5\cdot10^{24}$	$1.7\cdot10^{25}$	147	87	19.5
114	22.3	0.2	$5.9\cdot10^{24}$	$1.1\cdot10^{25}$	172	100	20.2

Примечание: X – атомные проценты в расчете на 5-атомную формульную единицу Cd_3As_2, $x = X/60$.

Согласно сканирующей зондовой микроскопии (рис. 2) пленки можно разделить на две группы: с малой шероховатостью, когда высота неоднородностей над поверхностью (Δd) не превышала 5 нм (образцы 107, 108, 114) и с высокой шероховатостью, когда Δd > 20-30 нм (образец 106).

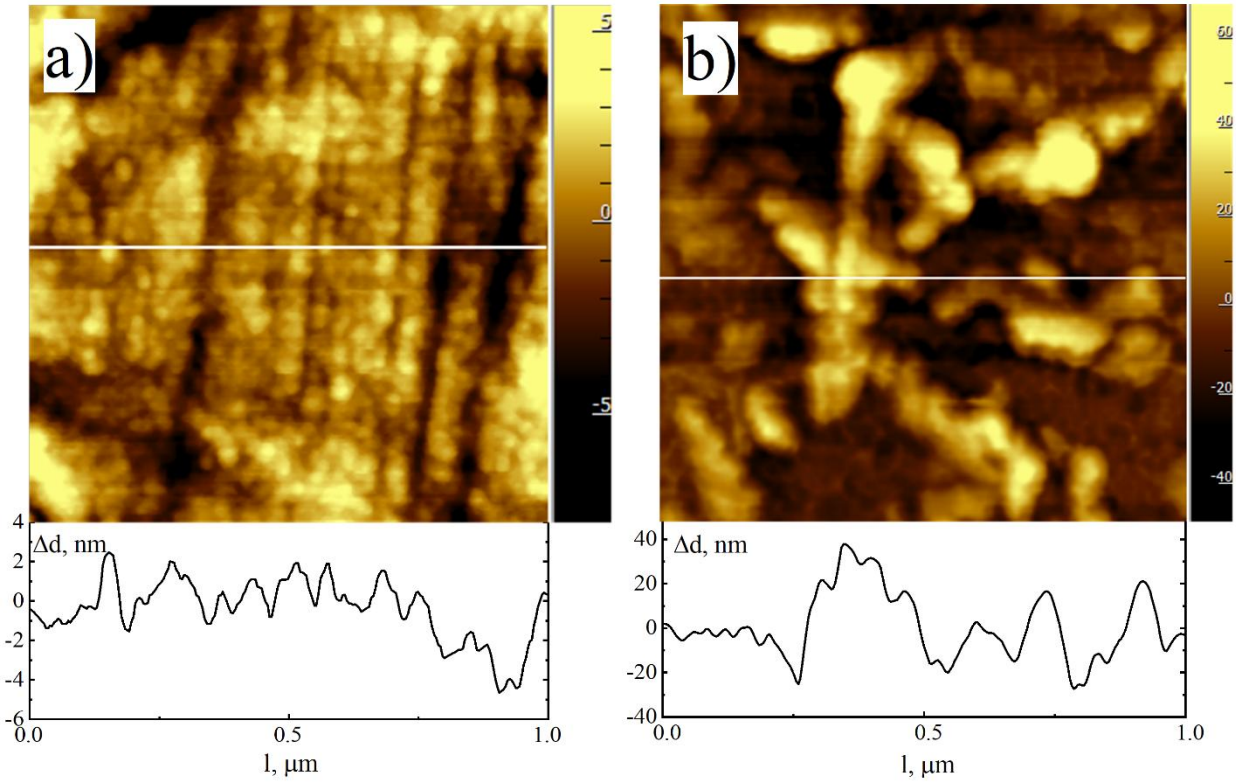


Рис. 2. Изображения топологии поверхности пленок $(Cd_{1-x}Cr_x)_3As_2$, полученные методом сканирующей зондовой микроскопии для образцов: a) №108; b) №106. Профили для каждой пленки построены вдоль белых линий.

2. Экспериментальные результаты

Были произведены измерения зависимости сопротивления пленочных образцов от магнитного поля в интервале температур от 2 K до 300 K в магнитных полях до 5 Тл. На рис. 3 представлены результаты, полученные для образца с минимальной концентрацией примеси (0,2 %).

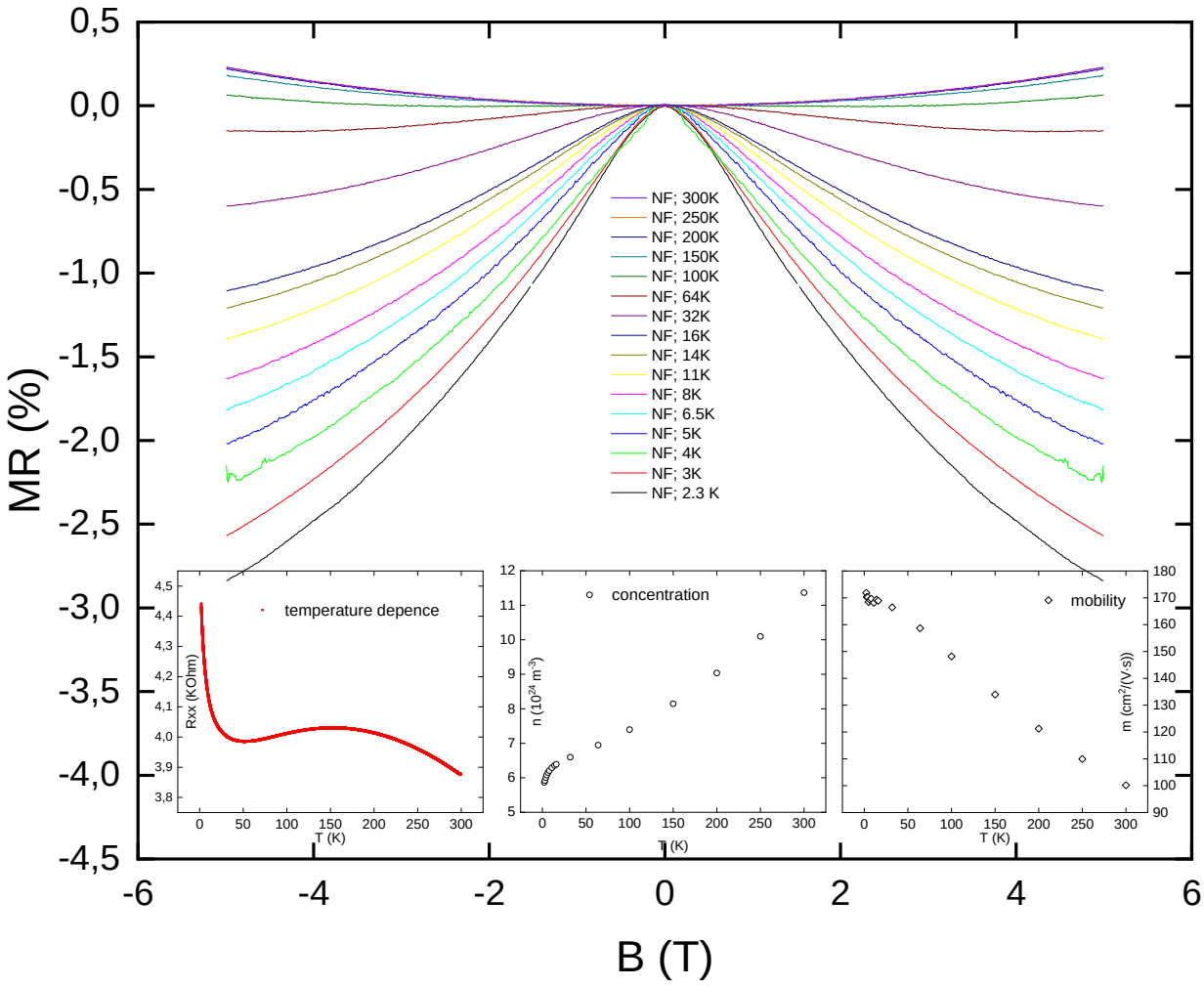


Рис. 3. Зависимость магнетосопротивления от магнитного поля в образце с концентрацией хрома 0.2 % (№ 114). На вставках представлены температурные зависимости сопротивления, концентрации и подвижности, слева направо, соответственно.

Концентрация носителей и подвижность с температурой меняются практически линейно, температурная зависимость сопротивления имеет диэлектрический ход в малых температурах. Магнетосопротивление показывает отрицательную величину в низких температурах со сменой знака вблизи 100 К.

Несмотря на низкую концентрацию хрома в образцах (см. Табл. 1) наблюдалась четкая корреляция от содержания хрома таких электрофизических параметров как величина магнетосопротивления и концентрация носителей (рис. 3).

В некоторых образцах в малых полях и при низких температурах может наблюдаться поведение проводимости характерное для слабой антилокализации

(САЛ), однако, четко зафиксировать этот факт не удалось. Несмотря на то, что для арсенида кадмия в целом характерно наличие САЛ [22] в слабых полях и низких температурах, имеются несколько факторов способных ее подавить. В нашем случае, по-видимому, из-за разницы постоянных решетки материала и подложки возникают внутренние напряжения, которые существенно влияют на транспорт носителей и могут способствовать переходу в тривиальную фазу. Кроме того, кристаллическая структура α'' фазы [24], хотя и является полиморфной к α фазе арсенида кадмия, для которой наличие Дираковских состояний показано и по результатам экспериментов и с помощью численных расчетов, но для этой струкутры еще нет достаточно уверенного подтверждения формирования топологических защищенных состояний. Кроме того, наличие вместо дираковских точек щели в плотности состояний приводит к исчезновению САЛ. Некоторым подтверждением того, что в образцах открывается небольшая щель является температурная зависимость диэлектрического типа (рис. 3), однако этот вопрос требует отдельного исследования.

Возможная анизотропная деформация в плоскости ($\varepsilon_{xx} \neq \varepsilon_{yy}$) снижает тетрагональную симметрию α" фазы $P4_2/nmc$ с 4_2 до, в лучшем случае, винтовой оси 2_1. Это снимает топологическую защиту дираковских узлов, связанную с симметрией относительно вращения C_4. В результате в дираковских точках открывается щель [25]

$$2M \approx -\sqrt{3}b\left(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}\right).$$

При потенциале деформации $b = -2.1$ эВ анизотропия $\Delta\varepsilon \sim 0.5\,\%$ генерирует щель $2M \sim 18$ мэВ, этого уже достаточно, чтобы подавить слабую антилокализацию ниже ~200 К [25]. В нашем случае энергетический масштаб дефазировки для образцов в данной работе приблизительно оценивается как $\frac{\hbar}{\tau_\phi} \sim 30$ мэВ. То есть щель и энергия дефазировки имеют одинаковый порядок величины.

Как только щель M становится больше энергии дефазировки, $k_B T / \tau_\phi$, механизм фазы Берри, порождающий слабую антилокализацию, становится неэффективным. В то же время, для существования слабой локализации требуется лишь выполнение условия $L_\varphi > L_e$ (т.е. длина фазовой когерентности должна превышать среднюю длину упругого рассеяния носителей тока). Это условие не зависит от топологии зон и определяется только качеством образца и температурой. До тех пор, пока пленка α" фазы Cd_3As_2 со щелью обладает приемлемой подвижностью (что возможно, поскольку открывающаяся щель не связана ни с беспорядком, ни со структурным переходом), слабая локализация сохраняется в качестве доминирующей поправки, обусловленной квантовой интерференцией.

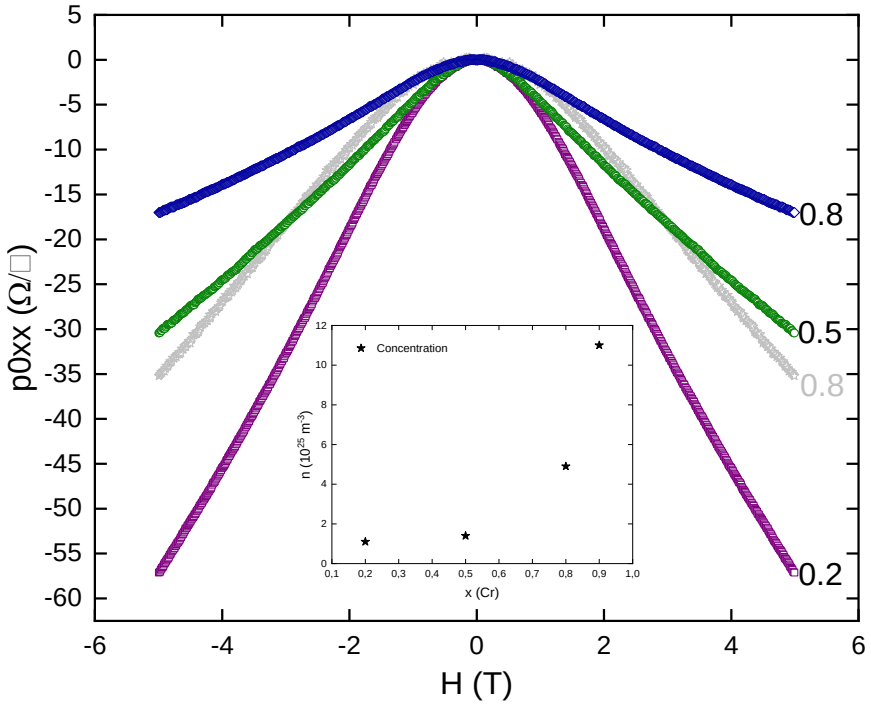


Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления от магнитного поля для различных концентраций хрома в образце, на вставке показана зависимость концентрации носителей тока от концентрации хрома в образце.

В целом в образцах наблюдалось отрицательное магнетосопротивление (ОМС) с переходом в высоких температурах к классическому положительному магнетосопротивлению (ПМС), имеющему место до больших полей (5 Тл). Поскольку концентрация магнитных примесей невелика, то поведение в низких температурах (ОМС) естественно связать с квантовыми поправками к

сопротивлению, приводящими к эффекту слабой локализации. Как известно, слабая локализация приводит к ОМС.

На рис. 4 так же можно увидеть, что имеются две кривые с одинаковой концентрацией хрома (синяя и серая кривые), но показывающих различное поведение (по величине) магнетосопротивления. В нашем распоряжении имелись образцы двух типов: условно толстые (с толщиной h более 34 нм) и относительно тонкие (с толщиной h менее 22 нм) и различие по толщине примерно в 1.5 раза оказывается весьма существенным при обработке результатов. Эффекты слабой локализации могут проявляться по-разному, в 3D и в 2D, то есть в трехмерном и двумерном случаях, в зависимости от соотношения между толщиной пленки и длиной дефазировки, L_φ. Напомним, эффект слабой локализации проявляется, если длина упругого рассеяния носителей тока меньше, чем длина дефазировки. В то же время, если длина дефазировки, т.е. длина неупругого рассеяния, больше толщины пленки, то такое рассеяние имеет двумерный характер.

Рассмотрим сначала толстые пленки и для этого мы обратимся к результатам измерений для двух образцов (№106 и №115 с толщиной, превышающей длину дефазировки, случай 3D) в магнитном поле, направленном нормально к поверхности пленок. При таком условии можно воспользоваться формулой ХЛН для трехмерных систем [26]:

$$\Delta\frac{1}{\rho_{xx}}(B)=\alpha\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\sqrt{\frac{eB}{\hbar}}f\left(\frac{\hbar}{4el_\varphi^2B}\right), \qquad (1)$$

где $f(x)=\sum_{n=0}^{\infty}\left(2\left[\sqrt{n+1+x}-\sqrt{n+x}\right]-\left(n+x+\frac{1}{2}\right)^{-1/2}\right)$, α – префактор.

Для удобства расчета данного функционального ряда может быть использована приближенная формула [26]

$$f(x)\approx 2\left[\sqrt{2+x}-\sqrt{x}\right]-\left[\left(\frac{1}{2}+x\right)^{-\frac{1}{2}}+\left(\frac{3}{2}+x\right)^{-\frac{1}{2}}\right]+\frac{1}{48}(2.03+x)^{-\frac{3}{2}}, \qquad (2)$$

которая обычно имеет очень малое расхождение с выражением для полного ряда, и дает ошибку порядка 0.01 %.

Для образца №106 толщина пленки h составляет 34.4 нм, а L_φ = 20.8 нм, а для образца №115 h = 34.1 нм и L_φ = 7.7 нм, то есть $L_\varphi < h$, и для них применима трехмерная формула (1). На рис. 5 приводятся зависимости изменения проводимости (обратного электросопротивления) от магнитного поля для образца №106 при разных температурах. На рис. 5а приведены графики полевой зависимости для низких температур. При более высоких температурах такие же графики показаны на рис. 5б. На этих же рисунках с помощью штрихпунктирных линий изображены кривые, отвечающие аппроксимации согласно формуле (1) (3D случай).

Формула для 3D хорошо описывает экспериментальные результаты в полях меньших 2 Тл, а при бо̀льших полях отклонения от формулы (1) возрастают. При температурах, начиная с T = 32 К, в магнитных полях выше 4 Тл наблюдается переход к положительным значениям и к линейному магнетосопротивлению. Это заметно на рис. 5б, где изменяется наклон кривых, (кривые 32 К, 64 К и 100 К). Здесь имеется область линейного магнетосопротивления и переход к классическому ПМС. Однако, мы не концентрировались на этом явлении давно известном в литературе.

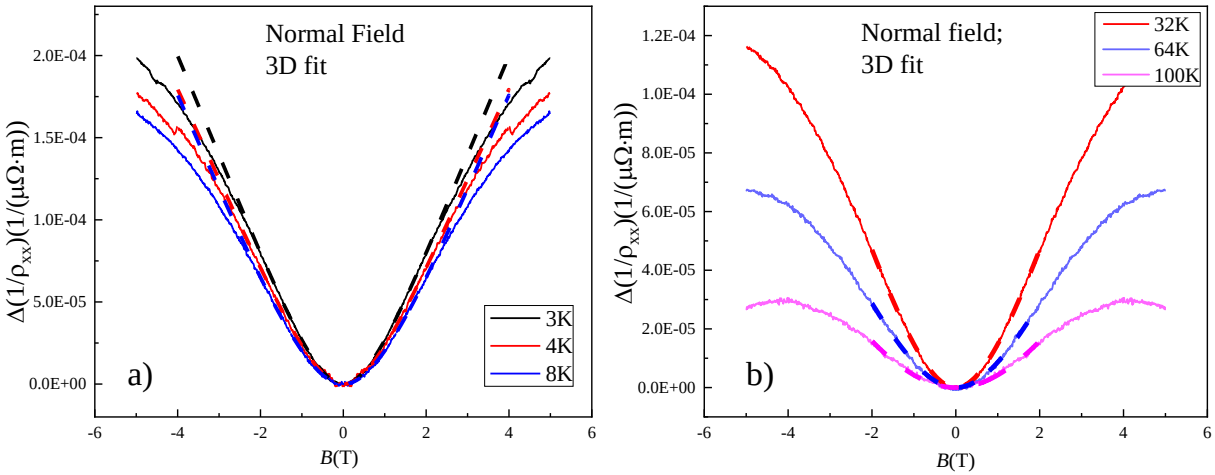


Рис. 5. Магнетопроводимость образца №106 в нормальном поле в диапазоне температур a) 3 – 8 К b) 32 – 100 К. Пунктирными линиями показана аппроксимация по формуле (1).

Для образцов №108 и №106 МС измерялось для направления магнитного поля перпендикулярно току, вдоль нормали к плоскости пленки. Здесь надо обратить внимание, на то, что концентрации примесей хрома у образцов №108 и №106 совпадают, а проводимости отличаются, приблизительно на порядок (см. Таблицу 1). Объяснить это можно, если учесть то, что у рассматриваемых образцов толщины отличаются таким образом, что в образце №106 она в полтора раза превышает длину дефазировки L_φ, а в образце №108 несколько меньше L_φ. То есть, образец №106 более соответствует критерию 3D, а №108 более соответствует критерию 2D случая, что сказывается на их транспортных характеристиках, а также на концентрации и подвижности.

Здесь надо заметить, что происходит смена формулы ХЛН, вместо 3D, приведем ее ниже для 2D случая [27]. Приведенные в Таблице 1 данные для образцов 107, 108 и образца 114 означают, что их толщина мала и близка к длине дефазировки L_φ (у образца 107 толщина 22.2 нм и L_φ = 20.2 нм, а у 108 толщина 17.2 нм и L_φ = 19.5 нм, а у образца 114 толщина 22.3 нм и L_φ = 20.2 нм). Ранее мы рассматривали аппроксимацию только для 3D, но сейчас ввиду того, что мы собираемся изучать и 2D случай, нам надо рассмотреть 2D аппроксимацию. Можно предположить, что соответствующие образцы имеет смысл рассматривать как двумерные, и описывать их МС, основываясь на формуле ХЛН для 2D случая [27]

$$\Delta\left(\frac{1}{\rho_{xx}}\right)_{2D} = \alpha\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\left(\psi\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{B}\frac{\hbar}{4el_\varphi^2}\right)-\ln\left(\frac{1}{B}\frac{\hbar}{4el_\varphi^2}\right)\right). \quad (3)$$

В дальнейшем мы будем рассматривать формулу (1) для толстых пленок (3D) и формулу (3) тонких пленок (2D) в зависимости от толщины пленок. Данные представлены на рис. 6.

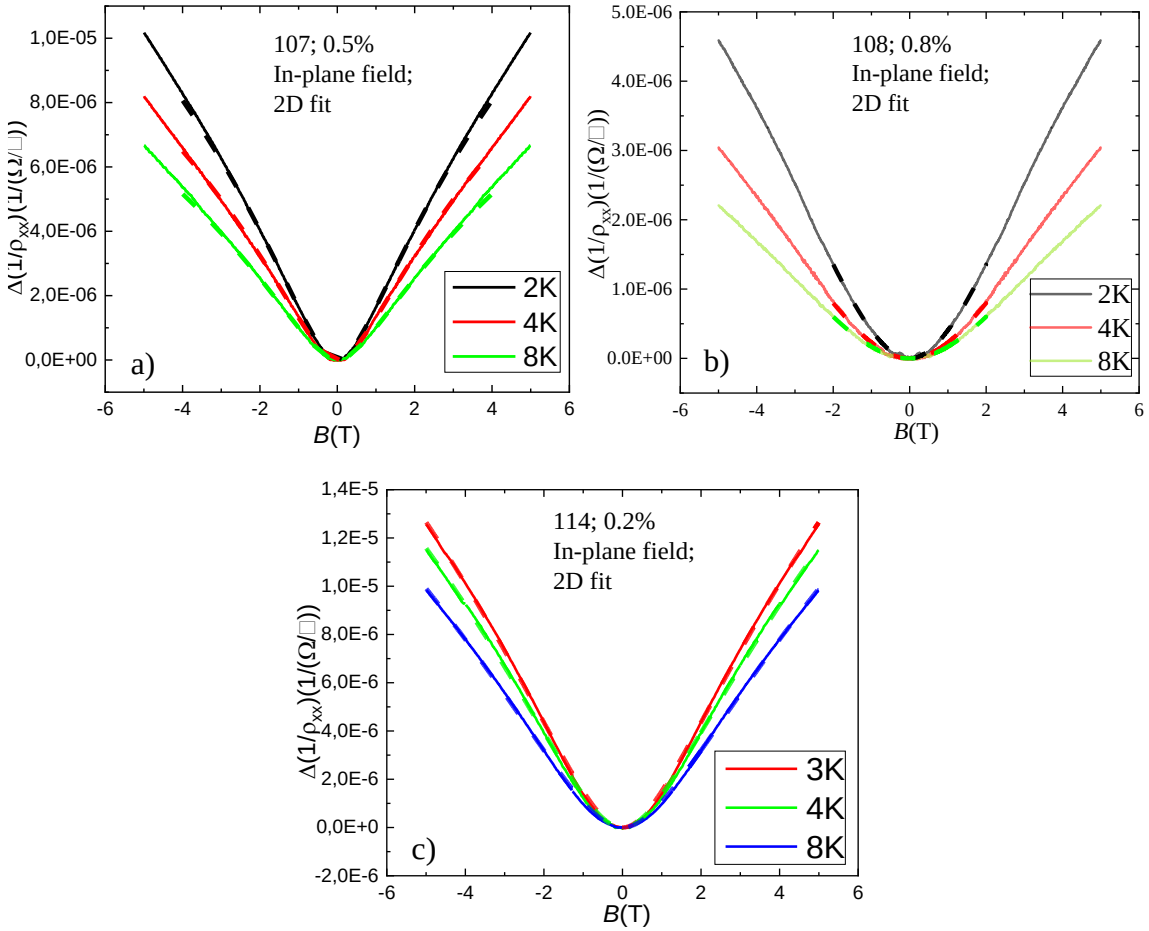


Рис. 6. Магнетопроводимость в поле, направленном в плоскости образца для образцов a) 107, b) 108 и c) 114 в диапазоне температур 2–8 K. Штриховыми линиями показана аппроксимация по формуле (3).

Здесь представлен случай, когда магнитное поле перпендикулярно току, но располагается в плоскости пленки. Это также двумерный случай, но в несколько иной геометрии эксперимента, в которой для образцов магнитное поле перпендикулярно току, но располагается в плоскости пленки. В данном случае экспериментальные результаты описываются лучше в приближении 2D. Поэтому для анализа использовалась формула (3) для 2D случая. Еще раз отметим, что толщина пленки для образцов в №№107, 108 и 114 меньше, чем вычисленная длина дефазировки, поэтому эти образцы можно рассматривать как эффективно двумерные. Здесь слабая локализация хорошо прослеживается в магнетосопротивлении для всех трех образцов. В магнитных полях до 2 Тл, МС подчиняется описанию, отвечающему формуле (3) для слабой локализации (ОМС).

При дальнейшем повышении температуры (свыше 32 К) и магнитного поля (за пределами 2 Тл) начинают проявляться линейное магнетосопротивление и положительное магнетосопротивление.

Заключение

Были исследованы тонкопленочные образцы Cd_3As_2 легированного Cr с концентрациями 0.2, 0.5, 0.8 и 0.9 ат.%, имеющие разные толщины. При толщине около 34 нм их МС описывалось трехмерной (3D) формулой (1), а для пленок толщиной менее 22 нм МС удовлетворительно аппроксимируется двумерной (2D) формулой (3). Причем двумерная модель лучше соответствует эксперименту, когда магнитное поле направлено вдоль поверхности пленки и перпендикулярна току, а трехмерное приближение лучше отвечает эксперименту, когда магнитное поле направлено поперек пленки. Зависимость электросопротивления от магнитного поля хорошо описывается в рамках представлений о слабой локализации носителей тока при низких температурах и в магнитных полях до 2 Тл. Были оценены длины дефазировки L_φ.

Отметим, что в полях, превышающих 2 Тл, наблюдается отклонение магнетосопротивления от зависимостей, отвечающих слабой локализации, которое оставаясь отрицательным, имеет ход близкий к линейному ходу ОМС, что можно отнести за счет спиновой асимметрии рассеяния носителей тока. Это явление не обязательно связано именно с дираковским спектром носителей тока, а может быть обусловлено их спиновой поляризацией, индуцированной магнитными примесями. Похожее явление предсказывалось, в частности, для разбавленных магнитных полупроводников [28]. При повышении температуры подавляются как слабая локализация носителей тока, так и спиновая поляризация, и МС становится положительным. Таким образом, при малой концентрации магнитной примеси (меньше 1 ат.%) при низких температурах в тонких слоях арсенида кадмия проявляются разнообразные квантовые эффекты, приводящие к нетривиальному поведению его магнетотранспортных характеристик и дающие возможность их тонкой настройки.

Финансирование: Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ г/з FENM2025-0008.

Литература

1. Wehling T.O., Black-Schaffer A.M., Balatsky A.V. Dirac materials // Advances in Physics. – 2014. – Т. 63. – №. 1. – С. 1-76. http://dx.doi.org/10.1080/00018732.2014.927109
2. Ando Y., Fu L. Topological crystalline insulators and topological superconductors: From concepts to materials // Annu. Rev. Condens. Matter Phys. – 2015. – Т. 6. – №. 1. – С. 361-381. https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-031214-014501
3. Narang P., Garcia C.A.C., Felser C. The topology of electronic band structures // Nature Materials. – 2021. – Т. 20. – №. 3. – С. 293-300. https://doi.org/10.1038/s41563-020-00820-4
4. Kumar N. et al. Topological quantum materials from the viewpoint of chemistry // Chemical Reviews. – 2020. – Т. 121. – №. 5. – С. 2780-2815. https://doi.org/10.1021/acs.chemrev.0c00732
5. Wang A.Q. et al. Topological semimetal nanostructures: from properties to topotronics // ACS nano. – 2020. – Т. 14. – №. 4. – С. 3755-3778. https://doi.org/10.1021/acsnano.0c02540
6. Jiang X. et al. Dirac Semimetal Heterojunction Photodetectors: Status and Prospects // Advanced Optical Materials. – 2025. – Т. 13. – №. 8. – С. 2402795. https://doi.org/10.1002/adom.202402795
7. Dai Z. et al. High mobility 3D Dirac semimetal (Cd_3As_2) for ultrafast photoactive terahertz photonics // Advanced Functional Materials. – 2021. – Т. 31. – №. 17. – С. 2011011. https://doi.org/10.1002/adfm.202011011

8. Rezaei B. Design of a tunable multichannel terahertz absorber in one-dimensional photonic crystals incorporating a Dirac semimetal-dielectric defect layer // Scientific Reports. – 2025. – Т. 15. – №. 1. – С. 6158. https://doi.org/10.1038/s41598-025-90912-5
9. Zhao T.Y. et al. Magnetic Field Induced Quantum Metric Dipole in Dirac Semimetal Cd_3As_2 // Physical Review Letters. – 2025. – Т. 135. – №. 2. – С. 026601. https://doi.org/10.1103/bzdt-yxk2
10. Liang T. et al. Anomalous Nernst Effect in the Dirac Semimetal Cd_3As_2 // Physical Review Letters. – 2017. – Т. 118. – №. 13. – С. 136601. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.136601
11. Howlader S., Sheet G. Tip-induced superconductivity // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2021. – Т. 33. – №. 40. – С. 403002. https://doi.org/10.1088/1361-648X/ac0850
12. He L. et al. Pressure-induced superconductivity in the three-dimensional topological Dirac semimetal Cd_3As_2 // npj Quantum Materials. – 2016. – Т. 1. – №. 1. – С. 1-5. https://doi.org/10.1038/npjquantmats.2016.14
13. Suslov A.V. et al. Observation of subkelvin superconductivity in Cd_3As_2 thin films // Physical Review B. – 2019. – Т. 99. – №. 9. – С. 094512. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.094512
14. Oveshnikov L.N. et al. Superconductivity and Shubnikov-de Haas effect in polycrystalline Cd_3As_2 thin films // Scientific reports. – 2020. – Т. 10. – №. 1. – С. 4601. https://doi.org/10.1038/s41598-020-61376-6
15. Rancati A. et al. Impurity-induced topological phase transitions in Cd_3As_2 and Na_3Bi Dirac semimetals // Physical Review B. – 2020. – Т. 102. – №. 19. – С. 195110. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.195110
16. Chang H.R. et al. RKKY interaction of magnetic impurities in Dirac and Weyl semimetals // Physical Review B. – 2015. – Т. 92. – №. 24. – С. 241103. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.241103

17. Кулатов Э.Т., Успенский Ю.А. Электронные и магнитные свойства сплавов на основе дираковского полуметалла Cd_3As_2, легированного атомами Mn с варьируемой концентрацией // Доклады Российской Академии Наук. Физика, Технические Науки. – 2023. – Т. 512. – С. 24. https://doi.org/10.31857/S2686740023050061
18. Захвалинский В.С. и др. Линейная дисперсия дираковских фермионов в монокристаллах твердого раствора $(Cd_{1-x-y}Zn_xMn_y)_3As_2$ при x = 0.29, y = 0.01 // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – № 2. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.2.15
19. Kulatov E.T., Uspenskii Yu.A., Kugel K.I. Non-trivial evolution of the Dirac cone in chromium doped Dirac semimetal Cd_3As_2 // Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 2024. – Т. 194. – С. 112215. https://doi.org/10.1016/j.jpcs.2024.112215
20. Кулатов Э.Т., Успенский Ю.А., Кугель К.И. Магнитные топологические сплавы на основе дираковского полуметалла Cd_3As_2: легирование атомами Cr, Mn и Fe // Письма в ЖЭТФ. – 2025. – Т. 121. – №. 9. – С. 771-781. https://doi.org/10.31857/S0370274X25050104
21. Liu Y. et al. Cr doping induced negative transverse magnetoresistance in Cd_3As_2 thin films // Physical Review B. – 2018. – Т. 97. – №. 8. – С. 085303. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.085303
22. Zhao B. et al. Weak antilocalization in Cd_3As_2 thin films // Scientific reports. – 2016 – Т. 6. – С. 22377-22384. https://doi.org/10.1038/srep22377
23. Arushanov E.K. Crystal growth and characterization of Cd_3As_2 compounds // Progress in crystal growth and characterization. – 1980. – Т. 3. – №. 2-3. – С. 211-255. https://doi.org/10.1016/0146-3535(80)90020-9
24. Ril' A.I. et al. Formation of the α"-phase and study of the solubility of Mn in Cd_3As_2 // Journal of Alloys and Compounds. – 2022. – Т. 892. – С. 162082. https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.162082

25. Krizman G. et al. Enhanced Dirac node separation in strained Cd_3As_2 topological semimetal // Physical Review B. – 2022. – Т. 106. – № 16. – С. 165202. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.106.165202
26. Baxter D.V. et al. Fitting to magnetoresistance under weak localization in three dimensions // Journal de Physique. – 1989. – Т. 50. – №. 13. – С. 1673-1688. https://doi.org/10.1051/jphys:0198900500130167300
27. Hikami S., Larkin A.I., Nagaoka Y. Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system // Progress of Theoretical Physics. – 1980. – Т. 63. – № 2. – С. 707-710. https://doi.org/10.1143/PTP.63.707
28. Foygel M., Petukhov A.G. Scattering by atomic spins and magnetoresistance in dilute magnetic semiconductors // Phys. Rev. B – 2007. Т. 76, № 20. – С. 205202. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.76.205202

Для цитирования:

Мехия А.Б., Моргун Л.А., Захвалинский В.С., Кочура А.В., Давыдов А.Б., Кугель К.И., Маширов А.В., Аронзон Б.А. Магнитосопротивление легированных Cr магнетронных пленках Дираковского полуметалла Cd_3As_2 // Журнал радиоэлектроники. – 2026. – № 10. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.10.1