Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 8, с. 506 – 514

Квантовые поправки к проводимости и анизотропия магнетосопротивления тонких пленок Bi_2Se_3, легированных Eu

Л. Н. Овешников[+*1)], *В. А. Прудкогляд*[*], *Ю. Г. Селиванов*[*], *Е. Г. Чижевский*[*], *Б. А. Аронзон* [+*]

[+]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский Институт", 123182 Москва, Россия*

[*]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 сентября 2017 г.

В работе исследован магнетотранспорт в тонких пленках Bi_2Se_3 с магнитной примесью Eu в области слабых магнитных полей. При повышении уровня легирования наблюдается насыщение длины дефазировки при охлаждении, что может быть объяснено наличием магнитных включений. Наблюдаемая анизотропия магнетосопротивления качественно аналогична анизотропии, наблюдаемой в немагнитных пленках Bi_2Se_3. Множественные аналогии со свойствами пленок чистого Bi_2Se_3, с учетом некоторых отличий, могут быть объяснены в предположении локального взаимодействия топологически нетривиальных интерфейсных состояний с Eu-содержащими включениями.

DOI: 10.7868/S0370274X17200097

1. Введение. Новый класс материалов, именуемых топологическими изоляторами (ТИ), характеризуется рядом уникальных свойств, обуславливающих огромный интерес к их исследованию [1]. За счет сильного спин-орбитального взаимодействия состояния в объеме ТИ характеризуются инвертированным энергетическим спектром. На границе/интерфейсе ТИ с тривиальным диэлектриком возникают топологически защищенные состояния, обладающие бесщелевым линейным спектром и жесткой связью спина носителей заряда с направлением их импульса [2]. В результате при рассеянии электронов в этих состояниях на скалярных дефектах (рассеяние без переворота спина) рассеяние назад оказывается запрещено. Стоит отметить, что, в отличии от двумерных (2D) ТИ, в 3D ТИ угловая зависимость интенсивности рассеяния интерфейсных носителей заряда, а значит и их подвижность, существенно зависит от качества самого кристалла. Кроме того, интерференция электронных волн, соответствующих двум направлениям обхода замкнутого контура, для топологически нетривиальных носителей заряда оказывается деструктивной, что соответствует эффекту слабой антилокализации (САЛ), наблюдаемым в ТИ без последующей слабой локализации (СЛ) [3].

Среди наиболее перспективных 3D ТИ можно выделить соединение Bi_2Se_3 за счет сравнительно большой ширины запрещенной зоны (0.3 эВ), достаточной для потенциальных приложений. Однако рост пленок Bi_2Se_3 обычно сопровождается формированием значительного числа вакансий Se, которые увеличивают рассеяние носителей заряда и существенно поднимают уровень Ферми, приводя к появлению проводимости по объемным состояниям.

Легирование пленок Bi_2Se_3 может проводиться как с целью подавления объемной проводимости, скрывающей уникальные свойства интерфейсных носителей заряда, так и для придания системе новых свойств, например, сверхпроводимости [4]. Легирование магнитными примесями привело к обнаружению квантового аномального эффекта Холла [5], а также необходимо для ряда приложений [6]. При этом, нарушение T-симметрии, привносимое магнитными примесями, приводит к открытию щели в спектре интерфейсных состояний и подавлению их топологических свойств. В частности, при легировании магнитной примесью в ТИ наблюдается эффект СЛ [3]. Стоит отметить, что, несмотря на огромное количество работ по исследованию свойств ТИ, лишь малая их часть относится к системам с магнитной примесью, делая данную тематику крайне актуальной.

В рамках настоящей работы исследовались пленки Bi_2Se_3 с магнитной примесью Eu ($J = 7/2$). Целью работы являлось исследование магнетотранспортных свойств данных систем, в частности, влияние магнитной примеси на квантовые поправки к проводимости в пленках ТИ. Поскольку магнитная примесь должна разрушать топологическую защиту интерфейсных состояний, делая их тривиальны-

1) e-mail: Oveshln@gmail.com

ми, полученные данные сравнивались не только с результатами для ТИ, но и для обычных магнитных полупроводников. Разительным отличием исследуемых систем от рассмотренных ранее ТИ с магнитной примесью является существенно неоднородное распределение атомов примеси в пленке.

Таблица 1. Параметры образцов

x	d/l	h, нм	$n_{\rm H}$, $(10^{13}$ см$^{-2})$	$\mu_{\rm H}$, см$^2/(\text{В}\cdot\text{с})$
0.009	0.227	28.5	3.9	≈ 730
0.026	0.164	23.0	7.9	≈ 280
0.07	0.259	26.0	9.5	≈ 270

В табл. 1 приняты следующие обозначения: x – содержание Eu; d/l – отношение ширины канала к его длине; h – толщина пленки; $n_{\rm H}$ – концентрация электронов; $\mu_{\rm H}$ – подвижность электронов.

2. Образцы. В работе исследовалось 3 образца, основные параметры которых приведены в табл. 1. Тонкие пленки Bi_2Se_3, легированные атомами Eu, были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (111) BaF_2 с использованием испарительной ячейки с бинарным Bi_2Se_3, а также ячеек с элементарными Se и Eu, в установке ЭП-1201. Вакуум в установке поддерживался на уровне $1\cdot 10^{-10}$ торр, соотношение различных молекулярных/атомных потоков определялось с помощью датчика Баярда–Альперта. Температуры испарительных ячеек с Bi_2Se_3 и Se поддерживались постоянными – 495 °C и 130 °C, что соответствует соотношению потоков Bi_2Se_3 и Se, равному 1:2, и скорости роста 0.25 нм/мин. Содержание атомов Eu в получаемых пленках рассчитывалось исходя из скоростей роста референсных слоев Bi_2Se_3 и EuSe на подложке (111) BaF_2. Для простоты концентрация атомов Eu в исследуемых пленках была пересчитана в предположении образования тройного раствора $(Bi_{1-x}Eu_x)_2Se_3$. Изменение температуры испарительной ячейки с Eu в пределах 370–408 °C позволило варьировать концентрацию примеси x в указанном в табл. 1 диапазоне.

Для предотвращения деградации пленок на воздухе они покрывались *in situ* слоем аморфного селена толщиной 30–40 нм. Важно отметить, что для образца с $x = 0.026$ в качестве защитного слоя использовался BaF_2, однако, это не повлияло на наблюдаемые качественные особенности магнетотранспорта.

Данные, полученные методами дифракции быстрых электронов и рентгеновской дифрактометрии, свидетельствуют о том, что пленки Bi_2Se_3 с примесью Eu в исследуемом диапазоне составов ($x \le 0.07$) обладают ромбоэдрической кристаллической структурой, как и чистый Bi_2Se_3, и не содержат детектируемых включений второй фазы. В частности, на рентгеновских дифрактограммах наблюдаются только разрешенные рефлексы серии (*003l*). Однако, по сравнению с данными для пленок чистого Bi_2Se_3 [7, 8], легирование атомами Eu приводит к уширению дифракционных пиков и уменьшению их интенсивностей, что свидетельствует об ухудшении кристаллического совершенства получаемых пленок.

Исследования структурных особенностей и магнитных свойств пленок Bi_2Se_3 с примесью Eu были проведены ранее [9]. С помощью просвечивающей электронной микроскопии было установлено, что атомы Eu не распределяются в пленке равномерно, а формируют плоские дефекты, толщиной порядка одного квинт-слоя Bi_2Se_3. При увеличении уровня легирования возрастают латеральные размеры и концентрация этих включений, вне которых атомы Eu практически отсутствуют. Учитывая столь неоднородное распределение магнитных атомов Eu, переход системы в ферромагнитное состояние имеет перколяционный характер. Порог перколяции, $x \approx \approx 0.1$, определялся по скачку нелинейной компоненты (ферромагнитного отклика) полевых зависимостей магнитного момента пленок и появлению отчетливого гистерезиса при изменении содержания Eu. Стоит отметить, что даже в области $x < 0.1$ на полевой зависимости магнитного момента наблюдается заметный ферромагнитный отклик при низких температурах, т.е. ниже порога перколяции реализуется система слабо взаимодействующих ферромагнитных включений.

Для проведения гальваномагнитных измерений на поверхности образцов были сформированы мезаструктуры в виде холловских мостиков, с помощью метода механического скрайбирования. Ввиду наличия неровностей торцов проводящего канала в исследуемых пленках, для корректного учета его геометрии использовались усредненные параметры. Соответствующие значения отношения ширины канала к его длине d/l приведены в табл. 1. Измерения диагональной и холловской компонент тензора сопротивлений проводились на переменном токе амплитудой не более 500 нА и частотой от 10 до 40 Гц при помощи синхронного детектора в диапазоне температур от 0.3 до 20 K. Ток через образец выбирали из условия отсутствия перегрева электронной системы, наблюдавшегося по сопротивлению.

Измерения выполнялись в магнитных полях различной ориентации, при этом вектор $\mathbf{B}$ вращался в плоскости, перпендикулярной направлению тока I. В дальнейшем, поле, перпендикулярное плоскости пленки, мы будем обозначать $B_\perp$, а поле, лежащее в плоскости образца – $B_\parallel$ ($B_\parallel \perp I$).

3. Результаты эксперимента. Из магнитополевых зависимостей холловского сопротивления были определены подвижности и концентрации электронов в исследуемых пленках, приведенные в табл. 1. Увеличение содержания Eu приводит к увеличению концентрации носителей заряда, даже если считать их полностью трехмерными (т.е. при учете толщины пленки). В отличии от предыдущего исследования пленок чистого Bi_2Se_3 [7], в настоящей работе не удалось строго разделить вклады в проводимость образцов от различных групп носителей заряда, и холловские параметры (n_H и μ_H) эффективно описывают всю систему в целом.

На рис. 1a приведены температурные зависимости сопротивления образцов в нулевом магнитном поле и поле $B = 1$ Тл. Из рисунка отчетливо видно, что при уменьшении температуры ρ_{xx} уменьшается до некоторого минимума и затем начинает возрастать. При этом магнетосопротивление (МС) образцов (рис. 1b) оказывается положительным и имеет характерную форму, обуславливаемую эффектом САЛ. Отсутствие вклада от эффекта СЛ при последующем увеличении поля является одним из признаков наличия топологически нетривиальных состояний в исследуемых пленках. При этом, упомянутый рост сопротивления образцов при охлаждении связывается с вкладом e-e взаимодействия [8], который полагается независимым от магнитного поля. Логарифмический характер роста ρ_{xx} (см. рис. 1a) свидетельствует о 2D характере системы относительно e-e взаимодействия. При этом видно, что приложение поля увеличивает логарифмический наклон $\rho_{xx}(T)$, т.е. подавляется положительная поправка к проводимости, что соответствует диффузионному вкладу эффекта САЛ.

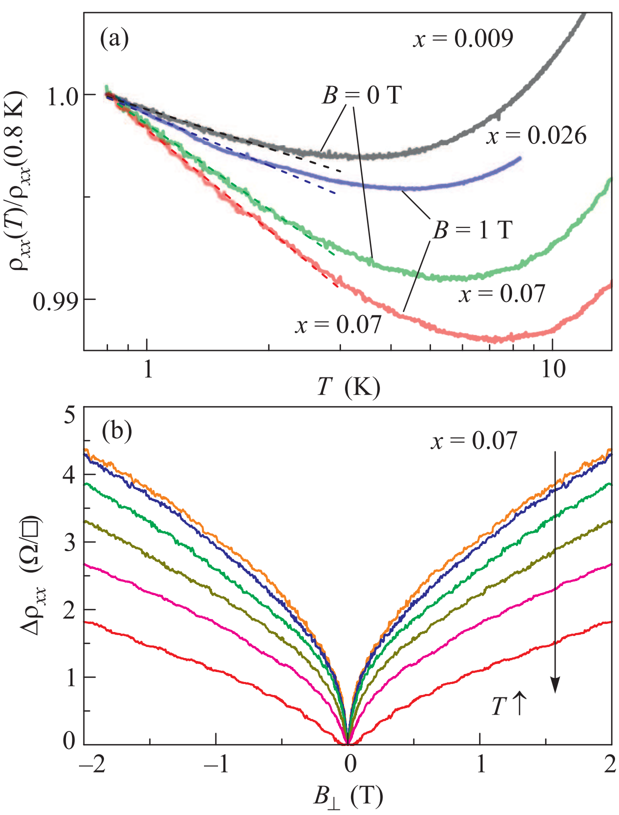

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Температурные зависимости сопротивления образцов в нулевом магнитном поле и поле 1 Тл, нормированные на значения при $T = 0.8$ K; штриховые линии соответствуют логарифмической аппроксимации низкотемпературного участка кривых. (b) – Поперечное магнетосопротивление $\Delta\rho_{xx} = \rho_{xx}(B) - \rho_{xx}(0)$ для образца $x = 0.07$ при $T = 0.3$, 0.75, 1.5, 3.1, 6.1, 13.9 K

Размерность системы относительно квантовых поправок к проводимости определяется соотношением линейных размеров образца и характеристической длины конкретной поправки, в нашем случае – длины дефазировки $l_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$, где τ_ϕ – время дефазировки, $D = v_\mathrm{F}^2\tau/2$ – коэффициент диффузии, v_F – фермиевская скорость носителей заряда, τ – время упругой релаксации импульса. Следовательно, исследуемые пленки можно рассматривать как двумерные, пока l_ϕ будет превышать толщину пленки h. Данное условие можно переписать через поле дефазировки $B_\phi = \hbar/(4el_\phi^2)$. Однако при $B > B_\phi$ эффективная размерность системы определяется магнитной длиной l_B и может меняться при увеличении поля [10]. Тогда система будет двумерной при $B < \hbar/(4eh^2)$, т.е. учитывая толщины исследуемых образцов, в магнитных полях меньше 0.2–0.3 Тл. Как следует из рис. 1b, МС исследуемых пленок в указанном диапазоне полей оказывается существенным и не обладает квадратичной формой (не обуславливается классическим механизмом МС). Таким образом, наблюдаемый эффект САЛ является двумерным.

Проводимости данных образцов оказываются достаточно высоки, превышая значение $290G_0$ ($G_0 = e^2/2\pi^2\hbar$). В рамках грубой оценки, полагая систему тривиальной и двумерной, это соответствует значениям $k_\mathrm{F}l_e > 90$ (k_F – фермиевский волновой вектор, l_e – длина свободного пробега квазичастиц). При таком значении $k_\mathrm{F}l_e$ данные системы можно рассматривать в рамках стандартной теории квантовых поправок без дополнительных модификаций. Магнетополевая зависимость 2D поправки, связанной с эффектом САЛ, в диффузионном режиме описывается формулой Хиками–Ларкина–Нагаоки (ХЛН) [11], которая может быть представлена в следующей форме:

$$\Delta\frac{1}{\rho_{xx}(B_\perp)} = \alpha G_0 \left[\psi\left(\frac{1}{2}+\frac{B_\phi}{B_\perp}\right) - \ln\left(\frac{B_\phi}{B_\perp}\right)\right], \quad (1)$$

где ψ – дигамма функция, α – префактор.

На рис. 2a представлен результат аппроксимации данных для образца $x = 0.009$ формулой (1). Из рисунка видно, что экспериментальные кривые хорошо

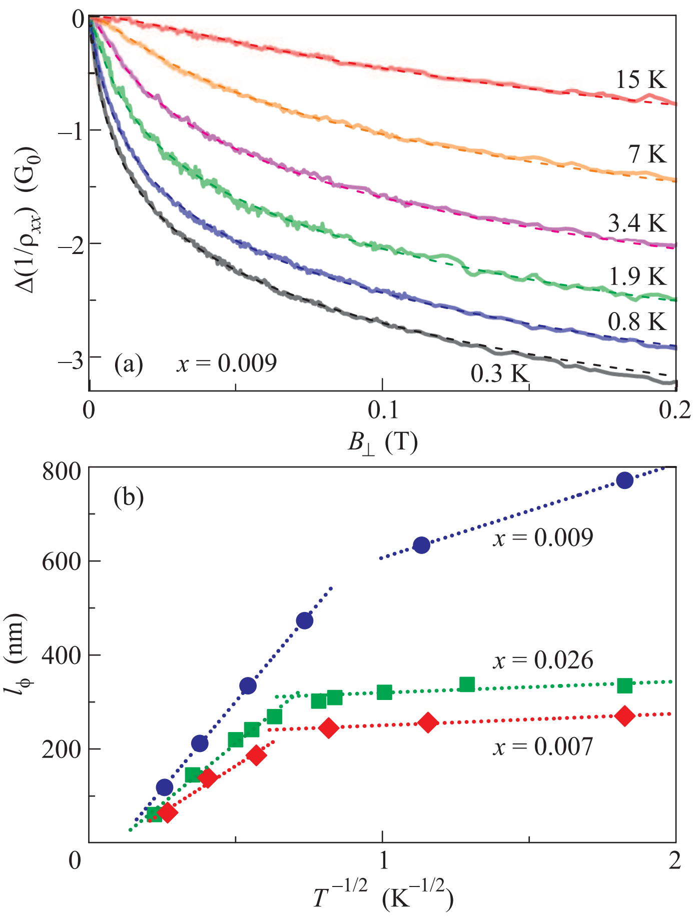

Рис. 2. (Цветной онлайн) Магнетополевая зависимость $\Delta(1/\rho_{xx}(B)) = 1/\rho_{xx}(B) - 1/\rho_{xx}(0)$ для образца $x = 0.009$ при различных температурах; сплошные линии – экспериментальные данные, штриховые линии – аппроксимация по формуле (1). (b) – Температурная зависимость длины дефазировки l_ϕ для исследованных образцов; точки – экспериментальные данные, пунктирные линии – линейная аппроксимация

согласуются с теоретическими в выбранном диапазоне полей. При этом полагалось, что префактор α не зависит от температуры. Полученные значения α представлены в табл. 2. На рис. 2b представлены полученные температурные зависимости длины дефазировки l_ϕ для исследуемых образцов: на зависимостях $l_\phi(T)$ наблюдаются изломы при $T = T_{\mathrm{sat}}$ (T_{sat} можно оценить по пересечению линейных аппроксимаций двух частей зависимости, соответствующие значения представлены в табл. 2). При $T > T_{\mathrm{sat}}$ для всех образцов наблюдается зависимость $l_\phi \propto T^{-1/2}$, что соответствует доминантной роли неупругого e-e рассеяния в качестве механизма сбоя фазы. При $T < T_{\mathrm{sat}}$ для образца $x = 0.009$ наблюдается заметное уменьшение наклона зависимости $l_\phi(T)$, а для образцов $x = 0.026$ и 0.07 – насыщение l_ϕ. Подобное поведение l_ϕ в различных неупорядоченных системах неоднократно наблюдалось в эксперименте. Однако, поскольку для чистых пленок Bi_2Se_3, исследованных в широком диапазоне концентраций и подвижностей носителей заряда [7, 8], характер зависимости $l_\phi \propto T^{-1/2}$ наблюдался вплоть до 0.3 K, мы связываем насыщение длины дефазировки именно с влиянием примеси Eu. В частности, в качестве механизма дефазировки может выступать рассеяние на магнитных моментах атомов Eu, которое полагается не зависящим от температуры ниже температуры упорядочения. Стоит отметить, что значение величины l_ϕ в насыщении для образцов $x = 0.026$ и 0.07 заметно различается, при этом подвижности электронов μ_{H} для этих образцов фактически совпадают (см. табл. 1), что также может указывать на существенную роль примеси Eu в наблюдаемом эффекте САЛ.

Важным отличием пленок Bi_2Se_3 с примесью Eu от ранее исследованных пленок чистого Bi_2Se_3 [7] является анизотропия их МС. Чистые пленки Bi_2Se_3 демонстрировали чисто двумерное поведение – МС в планарном поле практически отсутствовало, а при промежуточных углах наклона магнетосопротивление обуславливалось лишь перпендикулярной компонентой поля [7].

На рис. 3a представлено магнетосопротивление образца $x = 0.026$ в наклонных магнитных полях. Угол ориентации магнитного поля θ определялся по изменению холловского сопротивления, которое меняло знак при $\theta > 90°$ (угол θ отсчитывался от нормали к плоскости пленки). Из рисунка отчетливо видно, что отклонение поля от нормали ведет к заметному уменьшению МС, однако наблюдается и существенное планарное МС. Таким образом, в системе присутствует некоторая компонента МС, определяемая $B_\perp = B\cos\theta$, которая может быть связана с двумерными топологически нетривиальными интерфейсными состояниями.

Для качественной характеризации наблюдаемой анизотропии МС пленок Bi_2Se_3 с примесью Eu сначала было проведено сравнение экспериментальных данных с двумя простейшими моделями анизотро-

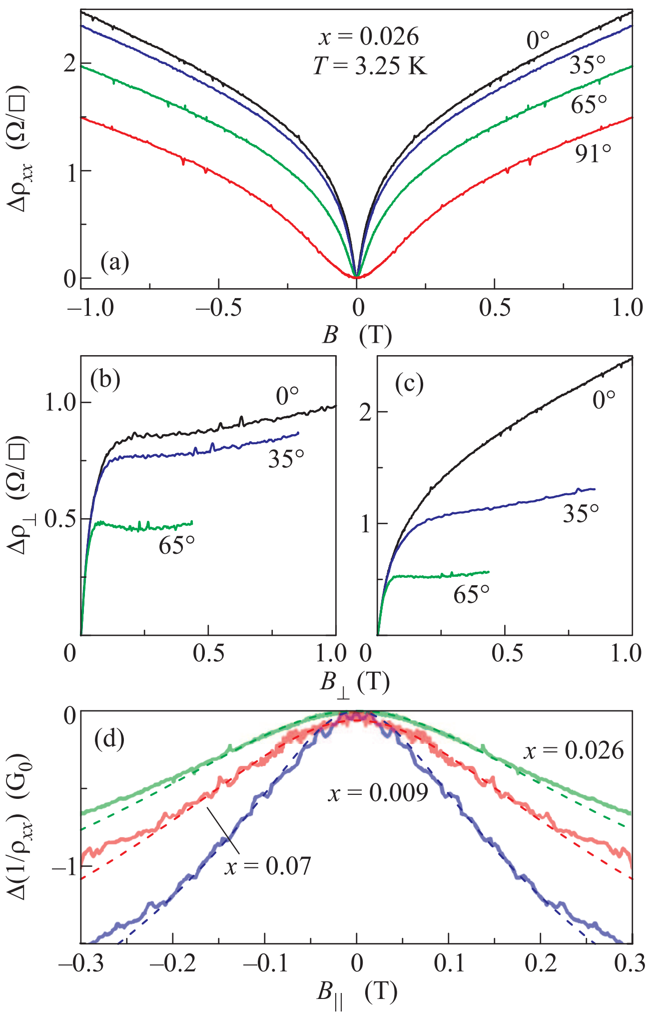

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Магнетосопротивление образца $x = 0.026$ в наклонных магнитных полях; углы θ отсчитывались от нормали к плоскости пленки. (b, c) – Поперечная компонента МС для различных углов θ, определенная в рамках простейших моделей анизотропии (2) и (3). (d) – Планарная магнетопроводимость исследуемых образцов при $T = 1.5{-}3.3$ K; сплошные линии – экспериментальные данные, штриховые линии – аппроксимация по формуле (4)

пии, которые могут быть представлены в следующей форме:

$$\Delta\rho_{xx}(B) = \Delta\rho_{\perp}(B\cos\theta) + \Delta\rho_{\text{isotropic}}(B). \qquad (2)$$

$$\Delta\rho_{xx}(B) = \Delta\rho_{\perp}(B\cos\theta) + \Delta\rho_{\parallel}(B\sin\theta). \qquad (3)$$

Модель (2) грубо соответствует случаю сосуществования в системе 2D и 3D носителей заряда. А модель (3) описывает систему, в которой присутствуют два независимых механизма МС, вклады от которых определяются разными компонентами магнитного поля. В соответствии с моделями (2) и (3) были определены соответствующие поперечные компоненты МС $\Delta\rho_{\perp}$, показанные на рис. 3b и 3c. Соответствие рассматриваемого случая одной из моделей должно было бы привести к тому, что $\Delta\rho_{\perp}$, полученные для различных углов θ, должны совпадать как функции перпендикулярной компоненты поля, аналогично результатам в [7]. Однако из рисунков отчетливо видно, что подобное совпадение наблюдается только в узком диапазоне слабых магнитных полей. Выше некоторого B кривые начинают заметно расходиться. Таким образом, показано, что выбранные простые модели не описывают наблюдаемую анизотропию МС.

Причиной подобной анизотропии МС в пленках ТИ может являться гибридизация состояний на нижнем и верхнем интерфейсах, а также их гибридизация с объемом. В данном контексте гибридизация соответствует возможности переходов носителей заряда между различными составляющими системы. Таким образом, интерференционные контуры, вносящие вклад в эффект САЛ, приобретают третью пространственную компоненту, за счет чего и появляется планарное МС. Подобный случай для чистых пленок Bi_2Se_3 был подробно рассмотрен в работе [12]. Суммируя различные теории, соответствующие разным типам систем, для описания планарного МС можно записать следующее выражение [12]:

$$\Delta\frac{1}{\rho_{xx}(B_{\parallel})} = \alpha G_0 \ln\left(1 + \beta\frac{e^2h^2l_{\phi}^2}{\hbar^2}B^2\right), \qquad (4)$$

в котором единственным свободным параметром является β. Толщина пленки h, входящая в выражение, известна, а параметры дефазировки находятся с помощью формулы ХЛН (1) для поперечной магнетопроводимости. Различные значения параметра β, в общем случае, свидетельствуют о применимости разных теорий планарного МС.

На рис. 3d представлена планарная магнетопроводимость исследуемых образцов, а также аппроксимация экспериментальных кривых по формуле (4) в том же диапазоне, в котором проводилась аппроксимация по формуле (1). Выбранный диапазон аппроксимации соответствует ранее сформулированному условию двумерности системы $l_B = \sqrt{\hbar/(4eB)} > > h$. Из рис. 3d следует, что совпадение экспериментальной и теоретической кривых является удовлетворительным. Полученные значения β представлены в табл. 2.

Как уже отмечалось ранее, для исследуемых образцов логарифмический рост $\rho_{xx}(T)$ при охлаждении связывается с проявлением поправки, обусловленной e-e взаимодействием. Соответствующая поправка в диффузионном канале для случая 2D системы может быть записана как

$$\delta\sigma^{e-e} = K_{e-e} G_0 \ln\left(\frac{k_B T \tau}{\hbar}\right), \qquad (5)$$

где K_{e-e} – префактор.

Поскольку τ обычно полагается постоянным в области низких температур, логарифмический наклон температурной зависимости $1/\rho_{xx}$ дает значение K_{e-e}, которое и характеризует e-e взаимодействие в конкретной системе. Однако для корректного определения K_{e-e} в нашем случае необходимо вычесть вклад, связанный с эффектом САЛ, из зависимости полной проводимости. Этот вклад может быть записан в виде

$$\delta\sigma^{\mathrm{WAL}} = -2\alpha G_0 \ln\left(\frac{l_\phi}{l}\right). \qquad (6)$$

На рис. 4a представлены полученные таким образом температурные зависимости проводимости исследуемых образцов. Аппроксимируя низкотемпературные участки данных формулой (5), были определены соответствующие значения префактора K_{e-e}. Полученные значения представлены в табл. 2 и обозначены как K_{e-e}^{xx}.

Величину префактора K_{e-e} также можно определить, пользуясь данными по эффекту Холла. Используя связь тензоров сопротивления и проводимости, можно показать, что e-e взаимодействие в диффузионном канале, не влияющее на холловскую проводимость σ_{xy}, может вносить вклад в холловское сопротивление [13], т.е. в коэффициент Холла:

$$\frac{\delta R_{\mathrm{H}}}{R_{\mathrm{H}}} = -2\frac{\delta\sigma^{e-e}}{\sigma_{\mathrm{D}}}, \qquad (7)$$

где σ_{D} – друдевская проводимость системы.

На рис. 4b представлены зависимости $R_{\mathrm{H}}(T)$ для исследуемых образцов, на которых наблюдается низкотемпературный участок роста. Пользуясь формулами (7) и (5), по логарифмическому наклону $R_{\mathrm{H}}(T)$ были определены соответствующие значения префактора e-e взаимодействия, обозначаемого как K_{e-e}^{xy}. Полученные значения представлены в табл. 2.

Из рис. 1a и 4a следует, что зависимость $\rho_{xx}(T)$ является немонотонной. Как уже говорилось ранее, на ней можно выделить локальный минимум, которому соответствует температура $T_{\min}$. Из эксперимента можно оценить $T_{\min}$ лишь грубо, поскольку сам минимум достаточно пологий. Полученные значения представлены в табл. 2.

4. Обсуждение. Полученные значения параметров, относящихся к рассмотренным квантовым поправкам к проводимости, просуммированы в табл. 2.

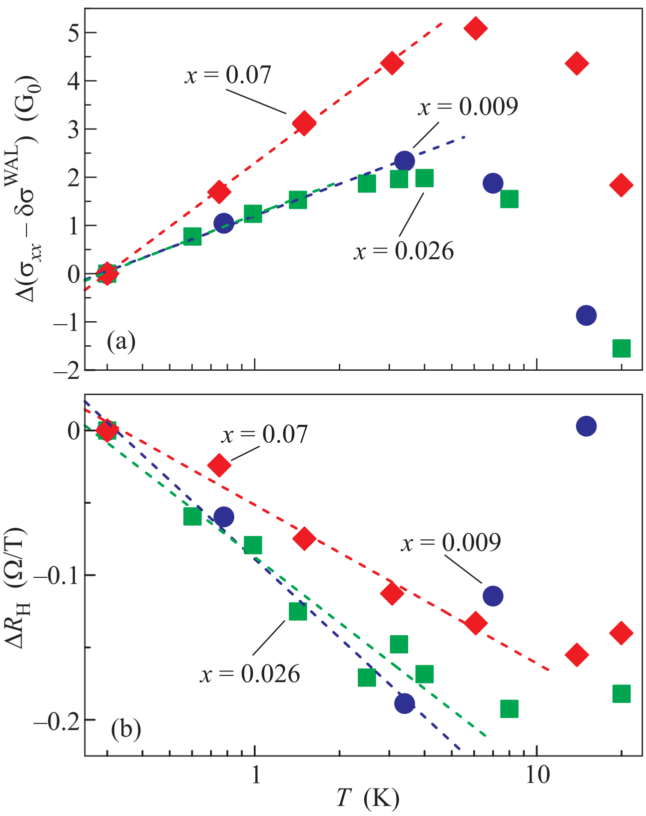

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Температурная зависимость проводимости исследуемых образцов после вычета вклада $\delta\sigma^{WAL}$ (6). (b) – Температурная зависимость холловской константы для исследуемых образцов; точки – вертикально смещенные экспериментальные данные, штриховые линии – логарифмическая аппроксимация

Стоит отметить, что полученные значения префактора α по модулю заметно превосходят теоретическое значение $\alpha = -0.5$ и оказываются близки к значению для чистой пленки Bi_2Se_3 схожей толщины [7]. При этом в качестве причины высоких значений α может выступать аддитивность вкладов от двух интерфейсов.

Таблица 2. Параметры квантовых поправок к проводимости (см. текст)

x	α	β	K_{e-e}^{xx}	K_{e-e}^{xy}	T_{sat} (K)	$T_{\min}$ (K)
0.009	−0.68	0.31	0.95	0.89	1.3	2.1
0.026	−0.55	0.43	0.99	1.2	2.1	2.5
0.07	−0.65	0.44	1.90	1.2	2.1	5.0

Полученные значения параметра β можно интерпретировать в рамках существующих теорий планарного МС [12].

В рамках теории Альтшулера–Аронова $\beta = 1/3$, при этом весь локализационный контур помещается в объеме системы. Однако, как уже говорилось ранее, в нашем случае вклады от контуров размера h могут проявляться только в полях $B > 0.2$ Тл, и не могут объяснить наблюдаемое МС внутри этого диапазона.

Теория Дугаева–Хмельницкого предполагает нахождение узлов интерференционного контура в основном на краях системы, а не в ее объеме. Однако в этом случае полагается, что $\beta = h/16l_e \ll 1$. Экспериментальные значения β не выполняют это неравенство, и пересчитанные из этого условия значения $l_e < h$, что противоречит исходным положениям этой теории.

Теория Райчева–Василопоулоса, описывающая систему из двух взаимодействующих пространственно разделенных слоев, допускает $\beta > 1/3$. Увеличение β соответствует усилению взаимодействия между слоями, в нашем случае – интерфейсными состояниями, что должно проявляться в уменьшении префактора α. Однако экспериментальные значения α соответствуют режиму слабого взаимодействия.

Таким образом, исследуемые пленки Bi_2Se_3 с примесью Eu проявляют те же особенности планарного МС, что и чистые пленки Bi_2Se_3 [12], подтверждая неприменимость существующих теорий планарного МС для описания экспериментальных данных для тонких пленок ТИ.

Важно отметить, что удовлетворительное согласие экспериментальных данных и аппроксимации по формуле (4) (см. рис. 3d) можно существенно улучшить, если сделать префактор α свободным параметром аппроксимации. Кроме лучшего согласия теоретической и экспериментальной кривых, это позволяет описать планарную магнетопроводимость исследуемых пленок в более широком диапазоне полей. При этом значения α получаются заметно меньше, чем в формуле ХЛН, а параметр β существенно возрастает, что не приводит к качественному изменению проведенного выше сравнения с теориями планарного МС. Однако, учитывая, что примесь Eu формирует плоские включения, легкая ось намагничивания этих дефектов лежит в их плоскости, т.е. в плоскости пленки. Таким образом, в слабых магнитных полях магнитная анизотропия может противодействовать ориентации магнитных моментов Eu перпендикулярно плоскости пленки. А значит, их влияние на интерференционные контуры на интерфейсах (в плоскости пленки) в качестве источников дополнительного поля может оказаться пренебрежимо малым [14]. В планарной ориентации магнитные моменты включений начинают упорядочиваться уже в слабых полях, создавая дополнительное эффективное поле, которое может влиять на электронную интерференцию. Поскольку в рассматриваемых образцах включения оказываются достаточно удалены друг от друга, их эффективное поле действует только локально. В этом случае магнитные дефекты разрушают интерференцию только в близлежащих контурах, что может проявляться в уменьшении префактора α.

Ввиду малости относительных величин наблюдаемых поправок e-e взаимодействия и некоторого разброса экспериментальных точек, соответствующие префакторы K_{e-e}^{xx} и K_{e-e}^{xy} определялись с погрешностью около 10 %. Из табл. 2 следует, что значения префактора, определенные двумя способами, для образцов $x = 0.009$ и 0.026 в пределах погрешностей совпадают. При этом, значение K_{e-e}^{xx} для образца $x = 0.07$ существенно превышает значение K_{e-e}^{xy}. Подобные соотношения наблюдались для пленок чистого Bi_2Se_3 [8], при этом последовательное объяснение рассогласования значений префактора K_{e-e}^{xx} и K_{e-e}^{xy} оказывается затруднительным. В общем случае префактор K_{e-e} может быть записан в следующем виде [15]:

$$K_{e-e} = \gamma \left[1 + 3 \left(1 - \frac{\ln(1 + F_0^\sigma)}{F_0^\sigma} \right) \right], \tag{8}$$

где γ – поправочный коэффициент, F_0^σ – параметр фермижидкостного взаимодействия. Обычно $\gamma = 1$ и все изменения K_{e-e} связывают с изменением триплетного вклада, определяемого F_0^σ.

В случае малых проводимостей системы выражение (8) остается применимым с $\gamma < 1$ [15]. Однако значения $K_{e-e} > 2$, наблюдаемые в работе [8], указывают на наличие в данных системах нескольких аддитивных вкладов в K_{e-e}, например, вкладов от состояний на двух интерфейсах пленки Bi_2Se_3, т.е. $\gamma > 1$ [16]. Учитывая полученные в настоящей работе значения α, наличие в K_{e-e} вкладов от двух интерфейсов является вполне ожидаемым. Однако, ввиду их гибридизации (на что указывает $\beta > 0$), точное значение γ определить не удается. Таким образом, влияние примеси Eu на e-e взаимодействие в пленках Bi_2Se_3 может выражаться как в перенормировке F_0^σ, так и в изменении гибридизации проводящих состояний. Что же касается упомянутого рассогласования K_{e-e}^{xx} и K_{e-e}^{xy}: поскольку максимальное рассогласование наблюдается для образца $x = 0.07$, то $K_{e-e}^{xx} > K_{e-e}^{xy}$ может свидетельствовать о наличии дополнительного вклада на зависимости $\rho_{xx}(T)$, связанного с примесью Eu. Важно отметить, что форма кривой $\rho_{xx}(T)$, в том числе и $T_{\min}$, для данных структур описывается суперпозицией множества вкладов, включая поправки в баллистическом канале и фононный вклад. Однако, точное описание формы $\rho_{xx}(T)$ выходит за рамки настоящей статьи.

Сравнивая полученные данные с результатами для обычных 2D систем с магнитной примесью, следует отметить практически полное отсутствие характерных особенностей магнетотранспорта, связанных с взаимодействием проводящей и магнитной подсистем [17, 18]. В частности, максимума на $\rho_{xx}(T)$, отрицательного МС и аномального эффекта Холла. В тривиальных системах с магнитными включениями их взаимодействию с носителями заряда могут препятствовать барьеры Шоттки, возникающие на границах включений [19]. В ТИ добавление ферромагнитной фазы инициирует разрушение топологических свойств интерфейсных состояний, что должно приводить к появлению эффекта слабой локализации [3], который в рассматриваемом случае не наблюдался. С другой стороны, в тривиальной системе взаимодействие носителей заряда с магнитными атомами должно существенно подавлять квантовые поправки к проводимости, и в первую очередь – эффект слабой антилокализации [14]. То есть, наблюдение эффекта САЛ в ТИ с магнитными включениями свидетельствует о том, что либо эти включения окружены барьером, "скрывающим" их присутствие, либо их воздействие локально, а проводимость определяется "оставшейся" частью топологически нетривиальных состояний. Стоит отметить, что в пленках Bi_2Se_3, легированных хромом, эффект СЛ наблюдался уже при $x = 0.035$ ($(Bi_{1-x}Cr_x)_2Se_3$) [20], при этом распределение примеси считалось равномерным. Таким образом, полученные в настоящей работе данные указывают на возможное сосуществование на одном интерфейсе областей как с дираковским спектром, так и с тривиальным.

5. Заключение. В работе исследован слабополевой магнетотранспорт в тонких пленках Bi_2Se_3 с примесью Eu. Предыдущие исследования показали агрегацию примесных атомов внутри плоских дефектов, обладающих ферромагнитными свойствами, но слабо взаимодействующих друг с другом в рассматриваемом в настоящей работе диапазоне содержаний Eu. При повышении уровня легирования исследованные образцы демонстрируют насыщение длины дефазировки при охлаждении, что может объясняться наличием магнитных включений. Наблюдаемая анизотропия МС не может быть объяснена в рамках простейших моделей, однако она качественно аналогична анизотропии, наблюдаемой в чистых пленках ТИ. Ввиду мультикомпонентности рассматриваемых систем, влияние примеси Eu на определяемые параметры e-e взаимодействия не удается конкретизировать. Однако множественные аналогии со свойствами пленок чистого Bi_2Se_3, с учетом наблюдаемых отличий, могут быть объяснены в предположении локального взаимодействия топологически нетривиальных интерфейсных состояний с Eu-содержащими включениями. Насколько нам известно, до настоящего момента свойства интерфейсных состояний, содержащих как области с дираковским спектром, так и области с тривиальным спектром, в 3D ТИ подробно не рассматривались.

Измерения были проведены в ЦКП ФИАН. Работа выполнена при частичной поддержке гранта РНФ # 17-12-01345.

---

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
2. J. E. Moore, Nature **464**, 194 (2010).
3. H.-Z. Lu and S.-Q. Shen, Proc. of SPIE **9167**, 91672E (2014). doi: 10.1117/12.2063426.
4. С. И. Веденеев, Д. А. Князев, В. А. Прудкогляд, Т. А. Романова, А. В. Садаков, ЖЭТФ **148**, 75 (2015).
5. C.-Z. Chang, J. Zhang, X. Feng et al. (Collaboration), Science **340**, 167 (2013).
6. Y. Fan, X. Kou, P. Upadhyaya, Q. Shao, L. Pan, M. Lang, X. Che, J. Tang, M. Montazeri, K. Murata, L.-T. Chang, M. Akyol, G. Yu, T. Nie, K. L. Wong, J. Liu, Y. Wang, Ya. Tserkovnyak, and K. L. Wang, Nature Nanotechnology **11**, 352 (2016).
7. Л. Н. Овешников, В. А. Прудкогляд, Е. И. Нехаева, А. Ю. Кунцевич, Ю. Г. Селиванов, Е. Г. Чижевский, Б. А. Аронзон, Письма в ЖЭТФ **104**(9), 651 (2016).
8. A. Yu. Kuntsevich, A. A. Gabdullin, V. A. Prudkogliad, Yu. G. Selivanov, E. G. Chizhevskii, and V. M. Pudalov, Phys. Rev. B **94**, 235401 (2016).
9. B. A. Aronzon, L. N. Oveshnikov, V. A. Prudkoglyad, Yu. G. Selivanov, E. G. Chizhevskii, K. I. Kugel, I. A. Karateev, A. L. Vasiliev, and E. Lahderanta, arXiv:1709.06200.
10. О. В. Реукова, В. Г. Кытин, В. А. Кульбачинский, Л. И. Бурова, А. Р. Кауль, Письма в ЖЭТФ **101**(3), 207 (2015).
11. S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63**(2), 707 (1980).
12. C. J. Lin, X. Y. He, J. Liao, X. X. Wang, V. Sacksteder IV, W. M. Yang, T. Guan, Q. M. Zhang, L. Gu, G. Y. Zhang, C. G. Zeng, X. Dai, K. H. Wu, and Y. Q. Li, Phys. Rev. B **88**, 041307(R) (2013).
13. B. L. Altshuler, D. Khmel'nitzkii, A. I. Larkin, and P. A. Lee, Phys. Rev. B **22**, 5142 (1980).

14. V. K. Dugaev, P. Bruno, and J. Barnas, Phys. Rev. B **64**, 144423 (2001).
15. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, and B. N. Zvonkov, Phys. Rev. B **76**, 165314 (2007).
16. H.-Z. Lu and S.-Q. Shen, Phys. Rev. Lett. **112**, 146601 (2014).
17. Л. Н. Овешников, В. А. Кульбачинский, А. Б. Давыдов, Б. А. Аронзон, Письма в ЖЭТФ **100**(9), 648 (2014).
18. Л. Н. Овешников, Е. И. Нехаева, ФТП **51**(10), 1364 (2017).
19. Е. И. Яковлева, Л. Н. Овешников, А. В. Кочура, К. Г. Лисунов, Э. Лахдеранта, Б. А. Аронзон, Письма в ЖЭТФ **101**(2), 136 (2015).
20. M. Liu, J. Zhang, C.-Z. Chang, Z. Zhang, X. Feng, K. Li, K. He, L.-L. Wang, X. Chen, X. Dai, Z. Fang, Q.-K. Xue, X. Ma, and Y. Wang, Phys. Rev. Lett. **108**, 036805 (2012).