Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 5, с. 311 – 317

Слабая антилокализация в трехмерном топологическом изоляторе на основе высокоподвижной пленки HgTe

М. Л. Савченко[+*1)], *Д. А. Козлов*[+*], *З. Д. Квон*[+*], *Н. Н. Михайлов*[+], *С. А. Дворецкий*[+]

[+]*Институт физики полупроводников им. Ржанова, 630090 Новосибирск, Россия*

[*]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 13 июля 2016 г.

Экспериментально изучено аномальное магнитосопротивление (АМС), вызванное эффектами слабой антилокализации в трехмерном топологическом изоляторе на основе напряженной пленки теллурида ртути. Показано, что полученные результаты хорошо описываются универсальной теорией Zduniak et al. Обнаружено, что в области объемной щели величина АМС значительно меньше ожидаемой для системы дираковских фермионов. Предположено, что подобный факт может быть связан с наличием ненулевой эффективной массы дираковских фермионов. При заполнении объемных зон наблюдается существенный рост АМС, что свидетельствует о слабом взаимодействии поверхностных и объемных носителей заряда.

DOI: 10.7868/S0370274X16170045

Трехмерные топологические изоляторы (3D ТИ) представляют собой новый класс веществ с сильным спин-орбитальным (СО) взаимодействием, изолирующим объемом и проводящими двумерными поверхностными состояниями [1–4]. Одной из характерных особенностей носителей на поверхностных состояниях топологических изоляторов является их линейный или близкий к линейному закон дисперсии, а также жесткая связь спина с импульсом [4, 5], приводящая к топологической защите электронов на поверхностных состояниях от обратного рассеяния. Напряженные пленки теллурида ртути являются трехмерными топологическими изоляторами [6] с величиной объемной щели порядка 15 мэВ [7]. Экспериментально в 3D ТИ на основе HgTe изучался транспортный отклик в классических и квантующих магнитных полях [7–10]; емкостной отклик [11]; проводилась фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением [12]; исследовалась фотопроводимость а также другие магнито-оптические эффекты [13–16]. Однако, несмотря на разнообразие используемых экспериментальных подходов и методик, до сих пор отсутствуют какие-либо работы, которые бы наглядно демонстрировали наличие связи спина и волнового вектора поверхностных электронов в пленках HgTe. С другой стороны, изучение интерференционных поправок к проводимости является стандартной методикой, позволяющей извлечь информацию о величине СО взаимодействия и особенностях спиновой релаксации в исследуемой системе. Данная работа посвящена исследованию эффекта слабой локализации в 3D ТИ на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм с высокой подвижностью электронов до 4×10^5 см$^{-2}$/В · с [9, 10].

Впервые слабая локализация в 3D ТИ была экспериментально исследована в работе [17], где объектами изучения были пленки соединения Bi_2Se_3. В более поздней работе [18] был реализован и исследован как электронный, так и дырочный режим проводимости. В работе [19] была изучена зависимость сопротивления и АМС от толщины пленки Bi_2Se_3, т.е. экспериментально реализован переход от объемной к преимущественно поверхностной проводимости. Во всех проведенных экспериментах наблюдалась положительное АМС, соответствующее слабой антилокализации, обусловленной эффектами сильного СО. Отметим, что в силу низкой подвижности (порядка 1000 см^2/ В · с) АМС в указанных системах наблюдается в достаточно сильных магнитных полях. По сравнению с системами на основе Bi, пленки HgTe демонстрируют намного меньшее количество дефектов и в результате на один–два порядка большую подвижность [7, 9], что изменяет характерные соотношения между квантовыми и классическими временами рассеяния и приводит к принципиально иному поведению эффектов слабой антилокализации, когда АМС наблюдается в значительно более слабых полях. С этой точки зрения более близкими к изуча-

1)e-mail: SavchenkoMaximL@gmail.com

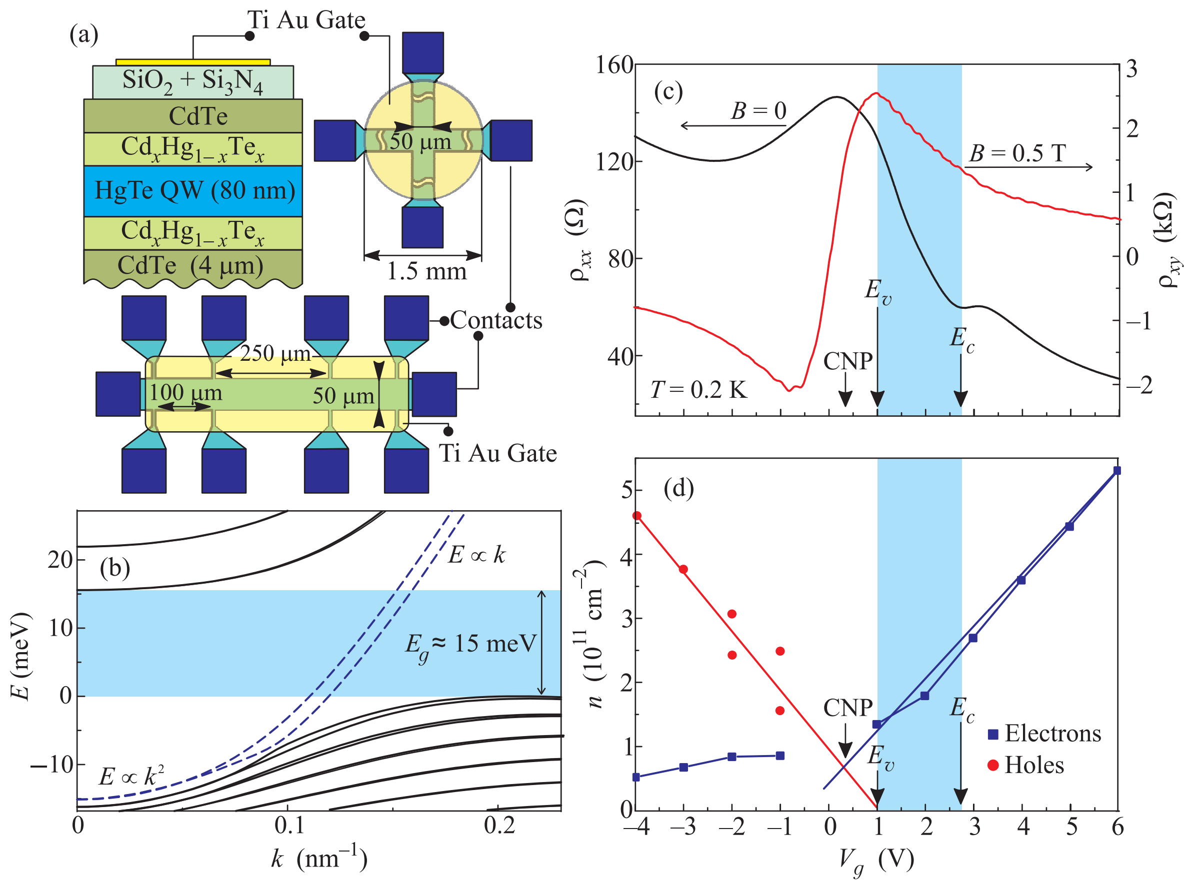

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Поперечный разрез исследованной гетеростуктуры, а также схематическое изображение холловского мостика и образца крестовой геометрии. (b) – Рассчитанная зонная структура 80 нм пленки HgTe (013) (из [16]). Сплошные линии соответствуют подзонам размерного квантования зоны проводимости и валентной зоны. Пунктирные линии соответствуют законам дисперсии дираковских электронов с верхней и нижней поверхностей. (c) – Зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ и $\rho_{xy}(V_g)$ для холловского мостика, измеренные при $T = 0.18$ K и $B = 0$ и 0.5 Тл, соответственно. (d) – Зависимости полной электронной (N_s) и дырочной (P_s) концентрации от V_g. На панелях (c) и (d) вертикальные стрелки с обозначениями "CNP", "E_v" и "E_c" указывают на оси V_g точку зарядовой нейтральности, потолок объемной валентной зоны и дно объемной зоны проводимости, соответственно. На панелях (b)–(d) голубым цветом отмечены области объемной щели

емой системе, несмотря на существенную (на порядок) разницу в толщине слоя HgTe, являются результаты слаболокализационных экспериментов в квантовых ямах HgTe с толщинами от 5 до 9.5 нм [20–23]. В этих системах так же, как и в пленках на основе висмута, наблюдается положительное АМС, но в значительно более слабых магнитных полях.

Исследуемые в данной работе экспериментальные образцы были изготовлены на основе пленки HgTe толщиной 80 нм, выращенной с помощью описанной в [10, 24] технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Поперечный разрез изготовленной структуры представлен на рис. 1a; поверхностные состояния находятся на границах указанного синим цветом слоя HgTe. Для проведения магнитотранспортных измерений с помощью стандартной фотолитографии и химического травления были изготовлены два вида образцов: десятиконтактные холловские мостики размером 50 × 450 мкм, центральная часть которых была снабжена Ti/Au металлическим затвором, а также четырехконтактные образцы в форме креста с расстоянием между противоположными контактными площадками 1.5 мм и шириной каналов 50 мкм, полностью покрытые металлическим затвором. В качестве подзатворного диэлектрика были использованы слои 100 нм SiO_2 и 200 нм Si_3N_4. Использование образцов "крестовой" геометрии связано с большим количеством "квадратов" (≈ 30 □) в проводящем канале по сравнению с холловским мостиком (2–9 □), и, как следствие, имеющими большее падение напряжения при том же тянущем токе. Таким образом, образцы крестовой геометрии позволяли проводить двухтерминальные измерения продольного сопротивления с увеличенным, по сравнению с холловскими мостиками, в 3–15 раз соотношением сигнал-шум. Измерения магнитотранспорта проводились на частотах от 12 до 312 Гц в диапазоне температур T от 0.18 до 15 К и в магнитных полях B до 10 Тл при использовании стандартной техники синхронного детектирования.

Как было уже отмечено, напряженная пленка HgTe толщиной 80 нм является типичным 3D ТИ с непрямой объемной щелью порядка 15 мэВ [7]. Наиболее точный расчет его спектра был дан в работе [16] и представлен на рис. 1b. Обратим внимание, что точка нулевой энергии для поверхностных электронов находится на глубине ≈ 10 мэВ от потолка валентной зоны, поэтому объемные дырки могут сосуществовать с поверхностными электронами; напротив, ветвь дисперсии для поверхностных дырок находится значительно глубже по энергии (≈ 100 мэВ ниже) в экспериментально недостижимой для измерений области, поэтому в исследуемой системе поверхностными носителями всегда являются электроны, а наблюдаемые дырки всегда являются объемными.

Приступим теперь к изложению результатов работы. Типичная зависимость $\rho_{xx}(V_g)$, представленная на рис. 1c, выглядит как асимметричная плавная кривая с двумя максимумами. Главный максимум, расположенный при $V_g \approx 0$ В, сопровождается сменой знака холловского сопротивления $\rho_{xy}(V_g)$, что указывает на непосредственную близость к точке зарядовой нейтральности ("*charge neutrality point*", CNP, на рис. 1c), в которой сосуществует равное количество объемных дырок и поверхностных электронов. Зависимость полной (т.е. с учетом всех объемных и поверхностных носителей) двумерной концентрации электронов и дырок для образца с геометрией холловского мостика представлена на рис. 1d. Слева от CNP по оси V_g проводимость системы формируется преимущественно за счет объемных дырок (при участии небольшого количества поверхностных электронов, см. рис. 3a), в то время как справа от нее, напротив, преимущественно поверхностными электронами. При движении от CNP в сторону положительных V_g концентрация дырок уменьшается и падает до нуля в точке, соответствующей потолку валентной зоны и расположенной при $V_g = 1$ V (E_v на рис. 1c). При дальнейшем увеличении затворного напряжения уровень Ферми попадает в объемную энергетическую щель, когда перенос осуществляется только поверхностными электронами. Касание дна зоны проводимости происходит при $V_g \approx 2.75$ В (E_c на рис. 1c) и сопровождается возникновением дополнительного пика на кривой $\rho_{xx}(V_g)$. Справа от этой точки объемные и поверхностные электроны сосуществуют. Диапазон затворных напряжений и энергий, соответствующий объемной энергетической щели, обозначен на рис. 1 и 3 голубым цветом. Более подробное исследование зонной структуры представлено в работах [10, 11]. Отметим, что транспортный отклик и карта энергетических подзон обладает высокой воспроизводимостью от образца к образцу, поэтому полученная характеризация в равной степени применима и к образцу с холловской геометрией, и с крестовой.

Для изучения особенностей слабой локализации в работе были проведены измерения магнитосопротивления исследуемой системы в слабых магнитных полях. На вставке к рис. 2 изображена типичная зависимость $\rho_{xx}(B)$, измеренная при $B < 30$ мТл, $T = 0.18$ К и $V_g = 0$ В. На представленной зависимости хорошо видно параболическое магнитосопротивление, возникающее из-за наличия двух групп носителей и описываемое классической моделью Друде [9]. На этом же рисунке в увеличенном масштабе представлена область ± 3 мТл. В столь слабых полях классическое МС становится ничтожно малым и на зависимости МС от поля появляется "галочка" с отчетливо выраженным минимумом при $B = 0$, исчезающая при повышении температуры (не показано) и связанная с подавлением магнитным полем антилокализационной поправки к проводимости системы. Аналогичная картина наблюдается во всем диапазоне V_g. На рис. 2 показаны результаты измерения аномальной магнитопроводимости (АМП) $\delta\sigma(B) \equiv \equiv \sigma(B) - \sigma(0)$ при температуре $T = 0.18$ К в широком диапазоне затворных напряжений. Все наблюдаемые зависимости $\delta\sigma(B)$ демонстрируют качественно одинаковое поведение, характеризуемое положительной поправкой к проводимости. Несмотря на наличие в исследуемой системе нескольких групп носителей, в наблюдаемых зависимостях $\delta\sigma(B)$ отсутствуют какие-либо характерные особенности, отличающие их от стандартных кривых подавления слабой антилокализации. Отсутствие перехода от режима антилокализации к локализации, наблюдаемого в [20, 21], является характерной чертой топологических изоляторов [17–19]. Величина АМП $\delta\sigma$ слабо меняется при изменении затворного напряжения, но при росте V_g от 1 до 3.5 В наблюдается ее увеличение.

Для количественного анализа зависимостей $\delta\sigma(B)$ обычно (в частности, в 3D ТИ [17–19, 25, 26]) используется классическая теория Hikami [27]. Однако в случае высокоподвижных систем возникает

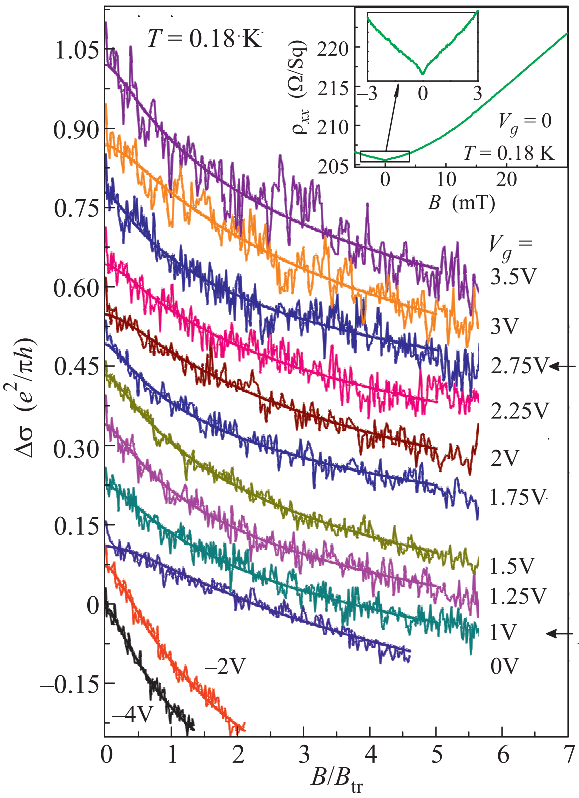

Рис. 2. (Цветной онлайн) Экспериментальные и теоретические (гладкие линии) зависимости подавления поправки к проводимости $\delta\sigma(B)$, измеренные при минимальной температуре $T = 0.18$ К в диапазоне магнитных полей до 0.3–5 мТл и затворных напряжений V_g от -4 до 3.5 В для образца крестовой геометрии. Каждая экспериментальная кривая была получена путем пересчета соответствующей зависимости $\rho_{xx}(B)$ с последующим определением нуля магнитного поля и симметризацией. Магнитное поле B нормировано на $B_{\rm tr}$, где $B_{\rm tr} = \hbar/2el_{\rm tr}^2$ отдельно рассчитывалось для каждого значения V_g. Кривые сдвинуты по вертикали для удобства восприятия. На каждую экспериментальную кривую наложена теоретическая зависимость, соответствующая наилучшей подгонке по теории Zduniak et al. [29]. Стрелки с обозначениями E_v и E_c указывают на кривые, измеренные при затворных напряжениях, соответствующих потолку валентной зоны и дну зоны проводимости, соответственно. На вставке представлена зависимость $\rho_{xx}(B)$ для $V_g = 0$ В в широком диапазоне магнитных полей $B = -5...30$ мТл, а также (увеличенно) область $B = -3...3$ мТл

ограничение на ее применение, т.к. она справедлива только при условии $B \ll B_{\rm tr}$, где $B_{\rm tr} = \hbar/2el_{\rm tr}^2$ – транспортное магнитное поле, характеризующее границу между диффузным и баллистическим приближениям, а $l_{\rm tr}$ – длина релаксации импульса, усредненная по всем группам носителей с учетом весовых коэффициентов, пропорциональным вкладу каждой группы σ_i в общую проводимость системы σ [28]. Зависимости парциальных и полной проводимости от затворного напряжения представлены на рис. 3a. Усредненная таким образом величина $l_{\rm tr}$ изменяется в диапазоне $0.6\ldots5$ мкм (см рис. 3c) с соответствующим диапазоном $B_{\rm tr} = 0.013\ldots0.8$ мТл, что значительно меньше характерного диапазона изменения $\delta\sigma(B)$, особенно при $V_g > 1$ В. Таким образом, для анализа полученных зависимостей $\delta\sigma(B)$ необходимо использовать более общую теорию, справедливую как в диффузном, так и баллистическом приближении (например, [29–31]). Мы использовали теорию Zduniak et al. [29], как максимально простую и хорошо описывающую аномальное магнитосопротивление в высокоподвижных системах с сильным СО взаимодействием [32, 33]. Результаты подгонки экспериментальных данных по формуле $\Delta\sigma(B) = \alpha \times [-\frac{e^2}{\pi h}F(\frac{B}{B_{\rm tr}}, \frac{B_\phi}{B_{\rm tr}})]$, взятой из этой работы, представлены на рис. 2. Параметрами, извлекаемыми в ходе подгонки, являются префактор α и длина фазовой когерентности $l_\phi^2 = \hbar/2eB_\phi$.

Начнем анализ полученных результатов с зависимости префактора $\alpha(V_g)$, представленной на рис. 3b. Хорошо известно, что в случае слабой локализации величина префактора α равна 1, а в режиме антилокализации $\alpha = -1/2$. Поскольку в исследуемой системе при всех положениях уровня Ферми наблюдается антилокализация, то знак извлеченного в результате подгонки α отрицателен. Несмотря на значительный разброс экспериментальных данных в области $V_g = 2\ldots3$ В, можно сделать однозначный вывод о чувствительности α к характеру заполнения энергетических подзон. Минимум $|\alpha|$ наблюдается в области $V_g = 1\ldots3$ В, что соответствует положению уровня Ферми в объемной щели. При $V_g < 1$ В, когда начинается заполнение валентной зоны, наблюдается скачкообразный рост абсолютной величины префактора, а при дальнейшем движении в валентную зону, его плавное уменьшение. При переходе в зону проводимости $|\alpha|$ монотонно возрастает.

Обсудим возможные причины такого поведения. В простейшем приближении в 3D ТИ каждая из поверхностей с ДФ может рассматриваться как двумерный электронный газ с сильным СО-взаимодействием, дающий антилокализационную поправку к проводимости $\alpha_{\rm top} = \alpha_{\rm bott} = -1/2$, где индексам top и bottom соответствуют ближняя к затвору и дальняя от него поверхности пленки HgTe с ДФ. При этом ожидаемая полная величина α зависит от степени взаимодействия поверхностей друг с другом [19, 34–38]: в случае слабой связи меж-

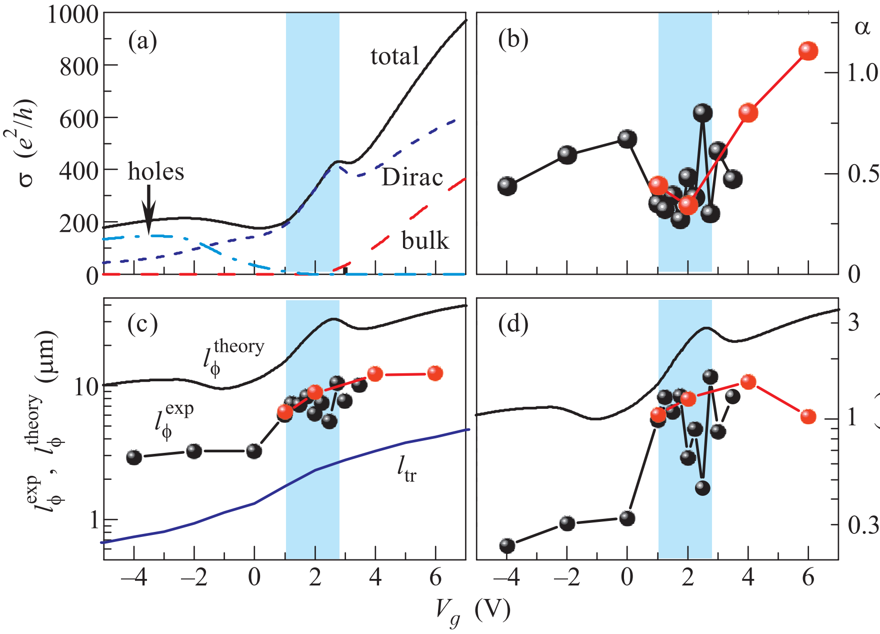

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость полной (total) проводимости σ от V_g, а также парциальные проводимости ДФ на обеих поверхностях (Dirac), объемных электронов (bulk) и объемных дырок (holes). (b) – Зависимость префактора α от V_g. (c) – Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная линия, вверху) зависимости длины фазовой когерентности l_ϕ от V_g. Снизу сплошной линией представлена зависимость транспортной длины свободного пробега. (d) – Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная линия) зависимости времени фазовой когерентности τ_ϕ от V_g. Экспериментальные точки получены путем подгонки зависимостей, полученных на двух образцах и представленных на рис. 2. Голубым цветом отмечена область объемной щели

ду поверхностями поправки суммируются и дают ожидаемый префактор $\alpha_{\rm surfaces} = \alpha_{\rm top} + \alpha_{\rm bott} = -1$, однако в случае сильной связи поверхности рассматриваются как единый двумерный электронный газ с $\alpha_{\rm surfaces} = (\alpha_{\rm top} + \alpha_{\rm bott})/2 = -1/2$. Экспериментальное значение префактора, усредненное в диапазоне $V_g = 1\ldots3$ В, составляет $\alpha_{\rm surfaces} \approx -0.35$, что по модулю меньше, даже чем нижний ожидаемый предел 1/2. Возможное объяснение этого факта связано с тем, что, в отличие от соединений Bi, в пленке HgTe ДФ на поверхностях обладают ненулевой эффективной массой. Как показано в работах [25, 39], ненулевая эффективная масса ДФ может приводить не только к уменьшению величины антилокализационной поправки, но даже к смене знака α на положительный. Переход от антилокализации к локализации должен наблюдаться при малых концентрациях ДФ, когда их закон дисперсии может быть аппроксимирован классической параболой. Именно такой переход от линейного закона дисперсии к параболическому, согласно рис. 1b, наблюдается в области энергетической щели. Таким образом, качественно малая абсолютная величина $\alpha_{\rm surfaces}$ может быть объяснена влиянием конечной эффективной массы при малых концентрациях ДФ. Количественный анализ осложнен значительной погрешностью определения α в этом диапазоне V_g. Поэтому на основе полученных экспериментальных данных невозможно сделать однозначный вывод о степени взаимодействия поверхностей, т.к. требуемая величина префактора может быть получена как при аддитивном сложении префакторов от обеих поверхностей $\alpha_{\rm top} + \alpha_{\rm bott}$, так и при их усреднении.

Проанализируем теперь поведение префактора α при наличии объемных носителей. При появлении как объемных дырок, так и электронов, наблюдается увеличение амплитуды α. Это связано с тем, что объемные носители представляют собой двумерный электронный (дырочный) газ с сильным СО взаимодействием и дающие, в отсутствие других носителей, величину $\alpha_{\rm bulk} = -1/2$. Так же, как и в случае двух поверхностей с ДФ, в случае сосуществования поверхностных ДФ (surfaces) и объемных (bulk) носителей величина полного префактора α может варьироваться от $\alpha_{\rm surfaces} + \alpha_{\rm bulk}$ в случае невзаимодействующий подсистем до некоей средней величины между $\alpha_{\rm surfaces}$ и $\alpha_{\rm bulk}$ в случае сильного взаимодействия. На рис. 3b хорошо видно, что при входе в валентную зону ($V_g = 0$ В) наблюдается скачок α практически на $-1/2$, что говорит об аддитивном сложении префакторов α_{surface} и α_{bulk} и, соответственно, о слабом взаимодействии между объемными дырками и поверхностными электронами. При дальнейшем движении вглубь валентной зоны абсолютная величина α уменьшается и стремится к $-1/2$, что связано, скорее всего, с уменьшением вклада ДФ в общую проводимость системы до несущественной величины. Переход в зону проводимости также сопровождается сильным ростом модуля α. Однако этот рост имеет уже монотонный, а не скачкообразный характер, и абсолютная величина префактора превышает 1 при $V_g = 6$ В. Такой существенный рост префактора указывает, как и в случае валентной зоны, на аддитивное сложение префакторов α_{surfaces} и α_{bulk}, т.е. на слабое взаимодействие между объемными и поверхностными носителями. Кроме этого, в при больших положительных V_g в системе должен наблюдаться переход к линейному закону дисперсии ДФ, что, согласно теории [39], должно приводить к росту α_{surfaces}. Поскольку экспериментальные данные свидетельствуют о слабом взаимодействии объемных и поверхностных носителей, а также поскольку ДФ на поверхностях пространственно разделены сильнее, чем поверхностные и объемные носители, то резонно предположить и слабое взаимодействие между поверхностными ДФ в диапазоне энергетической щели $V_g = 1 \ldots 2.75$ В.

Экспериментальные зависимости длины l_ϕ и времени τ_ϕ фазовой когерентности от V_g представлены на рис. 3c, d соответственно. Там же показаны зависимости, рассчитанные в соответствии с теорией [40] по формуле $\frac{1}{\tau_\varphi} \simeq \frac{k_B T}{\hbar} \frac{e^2/h}{\sigma} \ln\left(\frac{\sigma}{e^2/h}\right)$, с соответствующим учетом различных групп носителей и усреднением с весовыми коэффициентами, пропорциональными вкладу в проводимость этих групп. Полученные таким образом теоретические зависимости достаточно точно повторяют форму экспериментальных зависимостей, но превышает их по величине в 3–4 раза. Подобное разногласие часто наблюдается в эксперименте [21, 32, 33], но причины его до конца не ясны. Отметим высокие экспериментальные значения τ_ϕ, превышающие 1 нс в области энергетической щели.

Таким образом, в данной работе было экспериментально исследовано АМС трехмерного топологического изолятора на основе напряженной пленки теллурида ртути толщиной 80 нм. Обнаружено, что при всех положениях уровня Ферми оно положительно, что соответствует слабой антилокализации. Показано, что поведение АМС хорошо описывается универсальной теорией Zduniak et al. [29]. Обнаружено, что в области энергетической щели наблюдается минимальное значение префактора, что, по-видимому, связано с квазипараболическим законом дисперсии поверхностных электронов в области энергетической щели. При заполнении объемных зон наблюдается существенный рост префактора, что свидетельствует о слабом взаимодействии поверхностных и объемных носителей заряда.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты # 15-52-16008, 15-32-20828). Авторы благодарны В.Ю. Качоровскому, Г.М. Минькову и А.В. Германенко за обсуждения результатов работы и помощь в их анализе.

---

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
2. J. E. Moore, Nature **464**, 194 (2010).
3. X.-L. Qi and S.-C. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).
4. Y. Ando, J. Phys. Soc. Japan **82**, 102001 (2013).
5. C. L. Kane and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95**, 226801 (2005).
6. L. Fu and C. L. Kane, Phys. Rev. B **76**, 045302 (2007).
7. C. Brune, C.X. Liu, E.G. Novik, E.M. Hankiewicz, H. Buhmann, Y.L. Chen, X.L. Qi, Z.X. Shen, S.C. Zhang, and L.W. Molenkamp, Phys. Rev. Lett. **106**, 126803 (2011).
8. C. Brune, C. Thienel, M. Stuiber, J. Bottcher, H. Buhmann, E. G. Novik, C.-X. Liu, E. M. Hankiewicz, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. X **4**, 041045 (2014).
9. D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretsky, and D. Weiss, Phys. Rev. Lett. **112**, 196801 (2014).
10. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, М. Л. Савченко, D. Weiss, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, ФНТ **41**(2), 109 (2015).
11. D.A. Kozlov, D. Bauer, J. Ziegler, R. Fischer, M.L. Savchenko, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretsky, and D. Weiss, Phys. Rev. Lett. **116**, 166802 (2016).
12. O. Crauste, Y. Ohtsubo, P. Ballet, P.A.L. Delplace, D. Carpentier, C. Bouvier, T. Meunier, A. Taleb-Ibrahimi, and L. Levy, arXiv:1307.2008.
13. A. M. Shuvaev, G. V. Astakhov, C. Brune, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, and A. Pimenov, Semicond. Sci. Technol. **27**, 124004 (2012).
14. A. M. Shuvaev, G. V. Asthkhov, G. Tkachov, C. Brune, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, and A. Pimenov, Phys. Rev. B. **87**, 121104(R) (2013).
15. A. Shuvaev, A. Pimenov, G.V. Astakhov, M. Muhlbauer, C. Brune, H. Buhmann, and L.W. Molenkamp, Appl. Phys. Lett. **102**, 241902 (2013).

16. K. Dantscher, D. A. Kozlov, P. Olbrich, C. Zoth, P. Faltermeier, M. Lindner, G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, D. Weiss, B. Jenichen, and S. D Ganichev, Phys. Rev. B **92**, 165314 (2015).
17. J. Chen, H. J. Qin, F. Yang, J. Liu, T. Guan, F. M. Qu, G. H. Zhang, J. R. Shi, X. C. Xie, C. L. Yang, K. H. Wu, Y. Q. Li, and L. Lu, Phys. Rev. Lett. **105**, 176602 (2010).
18. J. Tian, C. Chang, H. Cao, K. He, X. Ma, Q. Xue, and Y. P. Chen, Sci. Rep. **4**, 4859 (2014).
19. Y. S. Kim, M. Brahlek, N. Bansal, E. Edrey, G. A. Kapilevich, K. Iida, M. Tanimura, Y. Horibe, S. W. Cheong, and S. Oh, Phys. Rev. B **84**, 073109 (2011).
20. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, Г. М. Гусев, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Дж. С. Портал, Письма в ЖЭТФ **91**, 375 (2010).
21. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretsky, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **85**, 235312 (2012).
22. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **96**, 815 (2012).
23. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretski, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **91**, 205302 (2015).
24. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Е. Г. Новик, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, ФНТ **37**(3), 258 (2011).
25. G. Tkachov and E. M. Hankiewicz, Phys. Rev. B **84**, 035444 (2011).
26. C. Shekhar, C. E. Viol Barbosa, B. Yan, W. Ourdi, G. H. Fecher, and C. Felser, Phys. Rev. B **90**, 165140 (2014).
27. S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
28. Д. Д. Быканов, А. М. Крещук, С. В. Новиков, Т. А. Полянская, И. Г. Савельев, Физика и техника полупроводников **32**, 1100 (1998).
29. A. Zduniak, M. I. Dyakonov, and W. Knap, Phys. Rev. B **56**, 1996 (1997).
30. L. E. Golub, Phys. Rev. B **71**, 235310 (2005).
31. M. M. Glazov and L. E. Golub, Semicond. Sci. Technol. **24**, 064007 (2009).
32. S. A. Studenikin, P. T. Coleridge, N. Ahmed, P. J. Poole, and A. Sachrajda, Phys. Rev. B **68**, 035317 (2003).
33. S. A. Studenikin, P. T. Coleridge, P. Poole, and A. Sachrajda, JETP Lett. **77**, 363 (2003).
34. H. Steinberg, J. Lalo, V. Fatemi, and J. S. Moodera, Phys. Rev. B **84**, 233101 (2011).
35. J. Chen, X. Y. He, K. H. Wu, Z. Q. Ji, L. Lu, J. R. Shi, J. H. Smet, and Y. Q. Li, Phys. Rev. B **83**, 241304 (2011).
36. D. Kim, P. Syers, N. P. Butch, J. Paglione, and M. S. Fuhrer, Nat. Commun. **4**, 2040 (2013).
37. M. Lang, L. He, X. Kou, P. Upadhyaya, Y. Fan, H. Chu, Y. Jiang, J. H. Bardarson, W. Jiang, E. S. Choi, Y. Wang, N. C. Yeh, J. Moore, and K. L. Wang, Nano Lett. **13**, 48 (2013).
38. M. Aitani, T. Hirahara, S. Ichinokura, M. Hanaduka, D. Shin, and S. Hasegawa, Phys. Rev. Lett. **113**, 206802 (2014).
39. I. V. Gornyi, V. Y. Kachorovskii, and P. M. Ostrovsky, Phys. Rev. B **90**, 085401 (2014).
40. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmelnitsky, J. Phys. C. **15**, 7367 (1982).