

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Топологические изоляторы на основе HgTe

З.Д. Квон, Д.А. Козлов, Е.Б. Ольшанецкий,
Г.М. Гусев, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий

Дан обзор наиболее интересных результатов экспериментальных исследований двумерных и трёхмерных топологических изоляторов (ТИ) на основе квантовых HgTe-ям и плёнок HgTe. Если говорить о свойствах двумерного ТИ, то к ним можно отнести нелокальный баллистический и диффузионный транспорт, магнитный пробой двумерного ТИ и аномальную температурную зависимость сопротивления краевых каналов. Для трёхмерного ТИ — это достижение рекордно высокой подвижности (до $5 \times 10^5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$) поверхности двумерных дираковских фермионов ($\mathcal{D}\Phi$) и определение благодаря этому всех его основных параметров (объёмной щели, концентрации дираковских фермионов на обеих его поверхностях), а также получение информации о фазе шубниковских осцилляций $\mathcal{D}\Phi$, свидетельствующей о жёсткой топологической связи их спина и импульса. В заключении обсуждаются перспективы дальнейших исследований.

Ключевые слова: топологические изоляторы, краевой транспорт, квантовая яма, инверсный энергетический спектр

PACS numbers: 73.43.Qt, 73.63.Hs

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.10.038669>

Содержание

1. Введение (673).
2. Топологические изоляторы. Общие положения (674).
3. Двумерный топологический изолятор в квантовой яме на основе HgTe (675).
 - 3.1. Энергетический спектр квантовых HgTe-ям.
 - 3.2. Экспериментальные образцы. Полевой транзистор на основе квантовой HgTe-ямы.
 - 3.3. Эксперимент. Детектирование краевых токовых состояний.
 - 3.4. Описание краевого транспорта в двумерном топологическом изоляторе на основе сетевой модели.
 - 3.5. Температурная зависимость сопротивления двумерного топологического изолятора.
 - 3.6. Магнитотранспортные свойства краевых токовых состояний.
 - 3.7. Терагерцевое фотосопротивление двумерного топологического изолятора.
 - 3.8. Двумерный топологический изолятор со сложным объёмным спектром.
4. Трёхмерный топологический изолятор на основе напряжённой плёнки HgTe (683).
 - 4.1. Образцы и эксперимент.
 - 4.2. Квазиклассический транспорт.
 - 4.3. Квантовый транспорт.
 - 4.4. Ёмкостная спектроскопия осцилляций Шубникова – де Гааза.
5. Заключение (691).

Список литературы (691).

- З.Д. Квон^(1,2,a), Д.А. Козлов^(1,2,b), Е.Б. Ольшанецкий^(1,c),
Г.М. Гусев⁽³⁾, Н.Н. Михайлов⁽¹⁾, С.А. Дворецкий⁽¹⁾
- (1) Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
просп. Академика Лаврентьева 13, 630090 Новосибирск,
Российская Федерация
- (2) Новосибирский государственный университет,
ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация
- (3) Instituto de Fisica da Universidade de São Paulo,
135960-170, São Paulo, SP, Brazil
E-mail: ^(a) kvon@isp.nsc.ru, ^(b) dymask@gmail.com, ^(c) eolsh@isp.nsc.ru

Статья поступила 13 мая 2019 г.,
после доработки 25 сентября 2019 г.

1. Введение

Топологические изоляторы (ТИ) — понятие, появившееся в физике конденсированного состояния относительно недавно, в 2007 г. Однако насчитывается уже несколько тысяч работ, в той или иной степени касающихся ТИ, и исследования ТИ можно отнести, не слишком преувеличивая, к одной из самых бурно развивающихся областей современной физики конденсированного состояния, о чём свидетельствует появление многочисленных обзоров, из которых следует выделить два первых [1, 2], а также вышедшие недавно [3–7]. Но в литературе, посвящённой ТИ, существует явный перекос в сторону теории и модельных расчётов, который создаёт не совсем верное впечатление о реальном положении дел в физике ТИ.

Если говорить о двумерных топологических изоляторах, то с ними в результате указанного перекоса возникла парадоксальная ситуация: наиболее интересное транспортное свойство этих изоляторов — баллистический транспорт по краевым токовым состояниям на размерах несколько микрометров — наблюдалось только в экспериментах группы Моленкампа из Вюрцбургского университета более десяти лет назад [8–10] и до последнего времени не было подтверждено не только другими группами, но и самими авторами работ [8–10]. Это удалось сделать только недавно в работах [11, 12]. И теоретическая литература по двумерным ТИ, составляющая не одну сотню работ, основывается, по существу, только на публикациях [8–10].

Существование диффузионного краевого транспорта, в отличие от баллистического, подтверждено и другими группами [13–15]. Недавно появились данные о наблюдении баллистического краевого транспорта в квантовой яме на основе гетероперехода GaSb/InAs [16], однако для однозначного вывода о существовании двумерного ТИ в

указанной системе требуется проведение дополнительных экспериментов.

Таким образом, квантовые ямы (КЯ) с инверсным спектром на основе HgTe остаются пока едва ли не единственной системой, в которой существование двумерного ТИ надёжно установлено, и разделы 2–4 посвящены изложению физики этого ТИ. Указанный выше перекос ещё более очевиден в изучении трёхмерных ТИ. Большинство экспериментальных работ посвящено трёхмерным ТИ на основе, прежде всего, висмутовых соединений (BiTe, BiSe, Bi₂Te₂Se и т.д.), и все эти работы (см. [1, 2]) сосредоточены главным образом на экспериментах по фотоэмиссии электронов с высоким угловым разрешением (Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy, ARPES), в результате которых получена более чем полная информация об энергетическом спектре поверхностных электронов.

Эта информация однозначно свидетельствует о существовании целого набора материалов, на поверхности которых имеются носители заряда с дираковским линейным спектром и жёсткой связью спина и импульса. Однако низкое качество (концентрация остаточных примесей выше 10¹⁷ см⁻³ и невысокая подвижность, всего лишь порядка 10³ см² В⁻¹ с⁻¹) указанных материалов не позволяет получить наиболее интересную информацию, связанную прежде всего с транспортным откликом дираковских поверхностных электронов. В частности, до сих пор отсутствуют эксперименты, в которых удалось бы реализовать состояние трёхмерного ТИ, когда уровень Ферми расположен в объёмной щели и транспортный отклик ТИ обусловлен только поверхностными дираковскими состояниями и не искажён вкладом объёма. Попытки [17, 18] решить указанную проблему путём резкого уменьшения (до 10 нм) толщины образцов обрабатываются тем, что объём образца уже нельзя считать трёхмерным и разговор о трёхмерном ТИ теряет смысл. По этой причине многочисленные претенциозные предсказания экзотических свойств ТИ остаются предметом умозрительных спекуляций, а не интересной и глубокой физики.

Изменение ситуации в экспериментальных исследованиях трёхмерных ТИ связано с реализацией ТИ на основе напряжённых плёнок HgTe [19–21]. Описанию результатов исследования такого ТИ посвящён раздел 4.

2. Топологические изоляторы.

Общие положения

Наиболее важное свойство всех топологических изоляторов — это наличие делокализованной зоны поверхностных состояний. Здесь следует отметить, что уже в работах 1950-х годов, в частности в обзоре [22], посвящённых ещё таммовским и шоклиевским состояниям, вопрос о возникновении таких зон обсуждался. Но первые серьёзные расчёты появились в пионерских работах [23–25], где впервые было показано, что наличие спин-орбитального взаимодействия приводит к появлению поверхностных состояний, в частности, на поверхности теллурида ртути и на границах квантовой ямы, созданной на его основе. Впоследствии появилось ещё несколько работ, в которых этот вопрос обсуждался применительно к валентной зоне [26]. Итог ранним исследованиям подведён в работе [27], где уже с использованием точного кейновского гамильтониана рассчитан

зонный спектр квантовых ям на основе HgTe и установлены все основные свойства размерного квантования в таких КЯ, в том числе взаимодействие объёмных и поверхностных состояний и их взаимная трансформация. Следует также особо отметить работы [28, 29], в которых впервые указывалось на возможность появления поверхностных зон безмассовых дираковских фермионов на границе полупроводников с инверсным и прямым спектром. Однако все отмеченные работы не были поддержаны экспериментом, поскольку отсутствовала технология получения описанных квантовых ям.

Взрыв исследований по топологическим изоляторам произошёл, когда появившиеся новые теоретические идеи [30–33] были практически немедленно подтверждены экспериментом. Они в чём-то (появление пограничных состояний) повторяли высказанное в ранних работах, но, что более важно для возникновения бума, продемонстрировали, что все указанные состояния можно объединить на основе универсальной идеи топологического порядка, которая практически сразу нашла и точный бренд — топологический изолятор [34]. Последнее также в немалой степени способствовало возникновению топологического бума.

Остановимся более подробно на концепции топологического порядка. Эта концепция заключается во введении Z₂-топологического инварианта, который выражается через интеграл по границе объёмной бриллюэновской зоны [30, 31] и фактически отражает однозначную связь между объёмом и поверхностью. В случае нормального изолятора Z₂ = 0, а если мы имеем дело с топологическим изолятором, то Z₂ = 1. Иными словами, Z₂ равно числу топологических зон на поверхности.

Вообще говоря, аналогичный топологический подход был развит при анализе квантового эффекта Холла (КЭХ) задолго до топологического бума [35–37]. Недаром сейчас систему в режиме КЭХ приводят в качестве одного из примеров двумерного топологического изолятора. Математически можно построить Z₂-инварианты различными способами, но их физический смысл однозначно связан с симметрией волновой функции, которая радикальным образом изменяется в результате инверсии зонного спектра. Подобная инверсия обусловлена фактически релятивистскими слагаемыми в гамильтониане кристалла, состоящего из тяжёлых атомов, таких как Hg или Bi. Причём основными являются два слагаемых: более значимое из них обусловлено спин-орбитальным взаимодействием, а менее важное связано с дарвиновским сдвигом.

Существуют инверсии спектра трёх типов: s–p, p–p и d–f [38]. Особое место в этом ряду принадлежит теллуриду ртути, в котором, как давно известно, реализуется самый простой тип s–p-инверсии, при котором дырочно-подобная зона Г8 лежит на 0,35 эВ выше электронно-подобной зоны Г6. Однако, несмотря на инверсию спектра, объёмный HgTe не является топологическим изолятором, поскольку в его объёме реализуется бесщелевое состояние, которое можно нарушить, только понизив исходную симметрию кристалла внешним воздействием. Таким внешним воздействием может быть, например, одноосное сжатие [39].

Особая ситуация реализуется в квантовых ямах на основе HgTe, где в результате размерного квантования при толщинах КЯ выше критической величины d_c, ле-

жающей в пределах 6,3–6,5 нм, появляется инверсная щель уже в двумерном объёме, а на границах ямы возникают краевые состояния и тем самым реализуется двумерный ТИ, с которого мы и начнём изложение в разделе 3.

3. Двумерный топологический изолятор в квантовой яме на основе HgTe

3.1. Энергетический спектр квантовых HgTe-ям

Сначала опишем более подробно энергетический спектр квантовой ямы на основе теллурида ртути. На рисунке 1 показан качественный вид зависимости энергий дна основных подзон размерного квантования в такой яме от её толщины. Как видно, поведение спектра принципиальным образом зависит от толщины ямы, и его условно можно разделить на три области: область при $d_w < d_c$, где реализуется прямозонный двумерный изолятор, щель которого уменьшается с возрастанием толщины, а при критической толщине ямы d_c , равной в зависимости от ориентации и деформации квантовой ямы 6,3–6,5 нм, щель схлопывается, и затем с дальнейшим возрастанием d_w возникает вторая область, в которой существует двумерный изолятор уже с инверсными зонами, и, наконец, при $d_w > 15$ –16 нм возникает полуметаллическое состояние [40, 41], вызванное перекрытием дырочно-подобных зон H_1 (зона проводимости) и H_2 (валентная зона). Поскольку далее речь пойдёт о свойствах двумерных топологических изоляторов (ДТИ), для нас представляет интерес только вторая область, в которой и реализуется двумерный ТИ. Энергетический спектр этого ТИ, рассчитанный в работе [42] для поверхностей (100) и (013), показан на рис. 2а. Как видно, по своим основным характеристикам этот спектр слабо зависит от ориентации поверхности. В обоих случаях критическая толщина $d_c = 6,2 нм, а состояние ДТИ с наибольшей щелью, характеризующееся наиболее простой s–p-инверсией, реализуется при толщине КЯ 8,2–8,5 нм. В этом случае величина щели равна приблизительно 30 мэВ.$

Закон дисперсии для краевых и объёмных состояний для ямы толщиной 8,5 нм и ориентацией (013) показан на рис. 2б, который хорошо иллюстрирует все особенности спектра двумерного ТИ на основе HgTe-КЯ: линейный дираковский спектр краевых токовых состояний и параболический щелевой спектр объёмных состояний. Об-

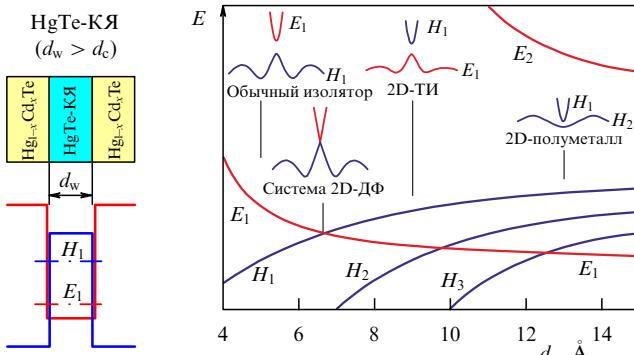


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Качественный вид зависимости энергии дна подзон (E_1 и E_2 — энергии дна электронных подзон, H_1 , H_2 и H_3 — энергии дна дырочных подзон) размерного квантования HgTe-КЯ от её толщины d_w .

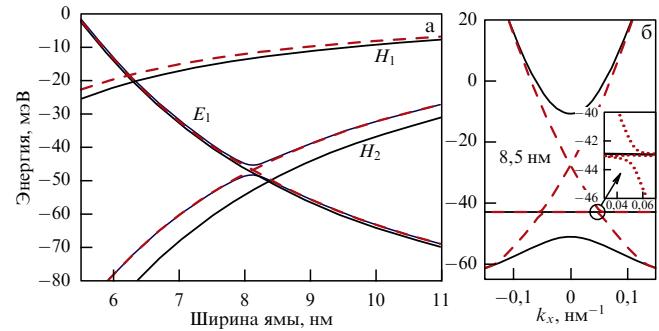


Рис. 2. (В цвете онлайн.) (а) Зависимость энергии дна подзон от толщины КЯ в диапазоне 5,5–11 нм (сплошные кривые — ориентация поверхности (100), штриховые — ориентация (013)). (б) Закон дисперсии объёмных и краевых состояний для HgTe-КЯ с ориентацией (013). (Рисунок заимствован из работы [42].)

ратим внимание, что краевые состояния существуют не только в щели, но и при энергиях, соответствующих разрешённым объёмным зонам. На рисунке 2б также хорошо видны антипересечения краевых состояний с объёмными в нижней части запрещённой зоны, обусловленные более низкой симметрией поверхности (013).

3.2. Экспериментальные образцы.

Полевой транзистор на основе квантовой HgTe-ямы

Подавляющее большинство экспериментальных образцов, результаты исследования которых приводятся в данном обзоре, изготовлено на основе КЯ с заданной толщиной 8 и 8,3 нм с ориентацией (013). Выбор подобной ориентации, с одной стороны, связан с тем, что наличие ступенек на поверхностях такого рода обеспечивает более равновесный рост слоёв HgTe и HgCdTe соответственно, снижающий концентрацию различных точечных и дислокационных дефектов, а с другой стороны — с тем, как показано на рис. 2, энергетический спектр двумерного ТИ не зависит существенным образом от ориентации.

Важно также отметить, что, когда речь заходит о толщине КЯ, её точное значение для данного образца может не соответствовать заданной толщине роста и возможны отклонения от неё на несколько десятых нанометра вследствие неоднородности плотности пучка атомов при молекулярно-лучевой эпитаксии.

Сама по себе яма не позволяет провести полноценное изучение состояния именно двумерного ТИ, так как необходимо выполнить два условия для наблюдения его транспортного отклика: добиться, чтобы уровень Ферми располагался в объёмной щели, а также получить наиболее ясный, убедительный и простой способ детектирования краевых состояний. Первое условие позволяет осуществить полевая транзисторная структура, схематически изображённая на рис. 3а. Второе условие специально подробно обсуждается в разделе 3.3.

Для изготовления полевого транзистора на основе HgTe-КЯ требуются ещё две операции: низкотемпературный рост диэлектрического слоя и последующее напыление на него металлического затвора. В качестве диэлектрика использовался либо пиролитический слой SiO₂, либо двойной слой SiO₂ + Si₃N₄, выращенные при температурах 80–100 °C, а затвором служил слой Ti/Au. Отметим, что существуют и другие методы выращива-

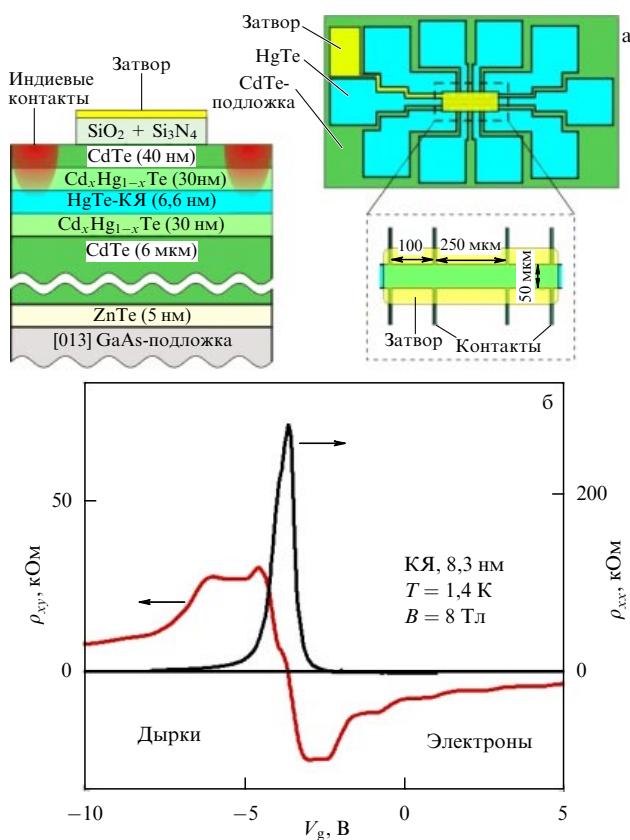


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Транзисторная холловская структура на основе HgTe-КЯ и HgTe-плёнок (а) и её типичные зависимости диссипативной и холловской компонент сопротивления от затворного напряжения для ямы толщиной 8 нм (б).

ния диэлектрических слоёв, но здесь мы на них останавливаться не будем.

Кратко опишем условия измерения транспортного отклика исследованных двумерных ТИ. Измерения проводились в диапазоне температур 0,2–10 К в магнитных полях до 15 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 6–12 Гц при токах 0,01–10 нА, в зависимости от характера эксперимента, чтобы исключить эффекты разогрева электронной подсистемы.

Рисунок 3 демонстрирует зависимости диссипативной и холловской компонент тензора сопротивления от затворного напряжения, типичные для образца макроскопических размеров, изготовленного на основе HgTe-КЯ толщиной 8 нм. Хорошо видно, что сопротивление является малым (порядка 100 Ом/□) при смещениях, соответствующих положению уровня Ферми (E_F) в зоне проводимости, проходит через максимум (равный в данном случае примерно 300 кОм), соответствующий попаданию E_F в середину объёмной щели, а затем начинает уменьшаться, достигая значений в несколько кОм/□, когда уровень Ферми входит в валентную зону. Точку максимума ρ_{xx} принято называть точкой зарядовой нейтральности (ТЗН) (Charge Neutrality Point, CNP). В свою очередь зависимость $\rho_{xy}(V_g)$ демонстрирует хорошо выраженное плато при факторах заполнения уровня Ландау $i = 1$ и $i = 2$ на электронной стороне, в ТЗН проходит через нуль и в валентной зоне имеет противоположный знак, но плато уже не наблюдаются вследствие значительно (на порядок) меньшей дырочной по-

движности. Отсутствие холловского сигнала в точке зарядовой нейтральности указывает, что в ТЗН в квантовой яме отсутствуют какие-либо подвижные заряды. Тем самым эта точка вполне оправдывает своё название.

Заметим, что, строго говоря, нуль холловского сигнала, а тем более максимум сопротивления не являются прямыми доказательствами отсутствия заряда в яме. Поэтому каждый раз при определении и анализе ТЗН следует соблюдать осторожность. Важно обратить внимание на ещё одну особенность кривых $\rho_{xx}(V_g)$: они имеют заметную полуширину (около 1 В). Указанная особенность свидетельствует о том, что плотность состояний внутри объёмной щели имеет довольно высокое значение — факт, на который совершенно не обращается внимание в подавляющем большинстве работ по двумерным ТИ. Этот вопрос подробнее рассмотрен в разделе 3.4.

3.3. Эксперимент.

Детектирование краевых токовых состояний

Зависимость, приведённая на рис. 3б, по существу, ничего не говорит о краевом транспорте, так как её измерение не позволяет исключить влияние объёма. Ключевым для определения краевого транспорта является измерение в нелокальной геометрии.

Сделаем несколько предварительных замечаний о том, что собой представляет сопротивление краевого канала двумерного ТИ. Сравним это сопротивление с измеряемым в режиме квантового эффекта Холла, который также представляет собой разновидность двумерного ТИ.

Рассмотрим наиболее простой пример — двухтермальный проводник длиной L и шириной W с омическими контактами L (Left) и R (Right) в случаях, когда транспорт через него осуществляется краевыми состояниями двумерного ТИ в баллистическом режиме (рис. 4а) и в режиме КЭХ при заполнении основного вырожденного уровня Ландау (рис. 4б). Начнем с первого — в этом случае перенос тока осуществляется двумя одномодовыми квантовыми проволоками со снятым спиновым вырождением, расположенными на нижнем и верхнем краях проводника. Причём состояние, несущее электрохимический потенциал левого контакта μ_L , расположено на том же краю образца, где локализовано противоположно направленное состояние, несущее потенциал μ_R .

Совершенно аналогичные рассуждения применимы к противоположному краю образца, и, таким образом, мы имеем фактически две параллельно соединенные одномодовые баллистические проволоки, каждая из которых имеет кондактанс, равный e^2/h . Тогда измеряемый кондактанс $G_{12,12} = eI_{12}/(\mu_L - \mu_R)$ будет равен $2e^2/h$. В режиме КЭХ ситуация совершенно иная — ток переносится пространственно разнесёнными, т.е. локализованными

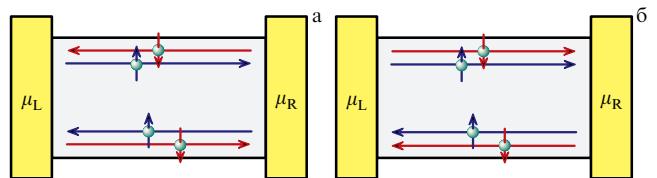


Рис. 4. (В цвете онлайн.) (а) Двумерный топологический изолятор. (б) Двумерный проводник в режиме КЭХ в случае заполнения только основного уровня Ландау.

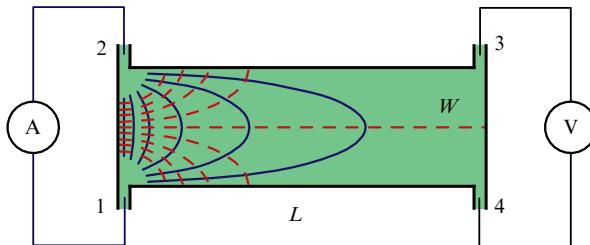


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Двумерный проводник и распределение в нём токов.

на разных краях проводника, состояниями, одно из которых несёт электрохимический потенциал левого контакта μ_L , а другое — правого, μ_R , и измеряемый контактанс по величине будет таким же, т.е. равным $2e^2/h$.

Рассмотрим теперь двумерный проводник с удельным сопротивлением ρ_{xx} длиной L и шириной W с контактами 1–4, как показано на рис. 5. Тогда, если ток пропустить через контакты 1, 2, а напряжение измерять на контактах 3, 4, то сопротивление $R_{1234} = V_{34}/I_{12}$ по порядку величины будет равно [43]

$$R_{1234} \approx \rho_{xx} \exp\left(-\frac{\pi L}{W}\right),$$

т.е. будет экспоненциально быстро убывать с возрастанием отношения длины проводника к его ширине по тривидальной причине — только экспоненциально малая часть полного тока дойдёт до контактов 3, 4. Это и есть конфигурация, соответствующая измерению нелокального сопротивления.

Теперь представим себе, что в объёме рассматриваемого проводника появилась щель. В случае обычного изолятора тока через него не будет. Однако если это топологический изолятор, то весь ток пойдёт по краевым состояниям, поскольку они являются делокализованными. Тогда в случае баллистического транспорта мы получим

$$R_{1234} = \frac{h}{4e^2},$$

а в случае диффузионного — слабое линейное убывание сопротивления,

$$R_{1234} = R_L \frac{W^2}{L + W},$$

где R_L — удельное сопротивление краевой проволоки. Отсюда очевидно, что сравнительный анализ локального и нелокального откликов позволяет однозначно определить наличие краевого транспорта и, соответственно, краевых состояний, по которым он осуществляется. В качестве примера на рис. 6 приведён типичный результат измерения локального (R_{loc}) и нелокального (R_{nonloc}) сопротивлений для образца (топология которого показана на вставке рис. 6), изготовленного на основе HgTe-КЯ толщиной 8 нм. На первый взгляд поведение этих сопротивлений является качественно схожим и совпадающим с поведением зависимости $\rho_{xx}(V_g)$, приведённой на рис. 3. Однако более внимательный сравнительный анализ R_{loc} и R_{nonloc} выявляет существенную разницу в их поведении: если R_{loc} имеет заметную величину при всех затворных напряжениях, включая те, которые соответствуют положению

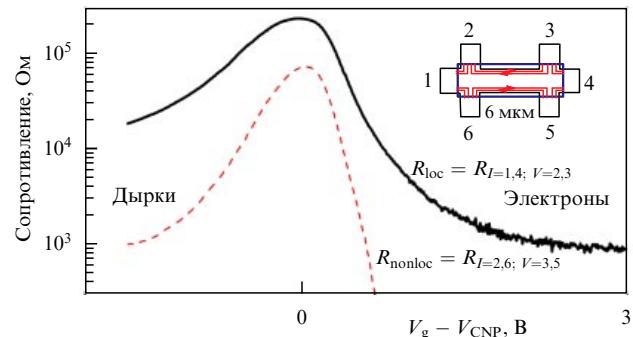


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Локальное и нелокальное сопротивления в диффузионном режиме.

уровня Ферми в разрешённых зонах, то величина R_{nonloc} , как и должно быть, при указанных напряжениях близка к нулю. Однако R_{nonloc} становится сравнимым с R_{loc} в окрестности ТЗН, т.е. когда уровень Ферми расположен в центре объёмной щели. Именно описанное свойство транспорта двумерного ТИ является прямым указанием на существование переноса заряда вдоль его края.

Первые эксперименты по краевому транспорту были проведены в работах [8–10], где был продемонстрирован баллистический краевой транспорт в HgTe-КЯ толщиной 7–8 нм в образцах субмикрометровых размеров. Затем в работе [11] было показано, что транспорт вдоль краевых состояний в этих ямах существует и на макроскопических масштабах, порядка 1 мм, но уже в диффузионном режиме. В заключение следует отметить эксперименты [44, 45] по визуализации краевых состояний, подтверждающие их наличие.

3.4. Описание краевого транспорта в двумерном топологическом изоляторе на основе сетевой модели

Проще всего провести анализ краевого транспорта, использовав соотношения Кирхгофа при предположении, что объёмная проводимость отсутствует. Эквивалентная схема в случае стандартного холловского мостика с двумя токовыми и четырьмя потенциальными контактами показана на рис. 7. Легко увидеть, что сопротивление между контактами i и j может быть выражено через сопротивление между всеми остальными контак-

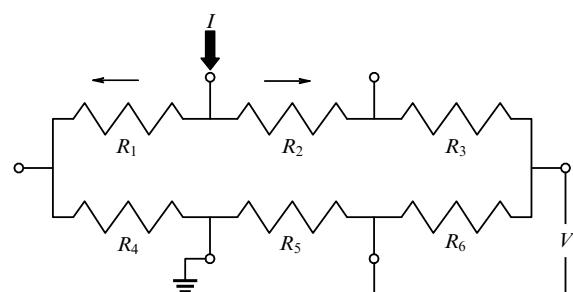


Рис. 7. Эквивалентная схема двумерного топологического изолятора в режиме краевого транспорта в случае стандартного холловского мостика с двумя токовыми и четырьмя потенциометрическими контактами. Краевой канал заменён эквивалентным сопротивлением $R_k = (h/e^2)(L_k/l)$, где L_k и l — длина канала и длина свободного пробега соответственно. Ток втекает между сопротивлениями R_1 и R_2 , вытекает между R_4 и R_5 , а падение напряжения измеряется на сопротивлении R_6 .

тами или через величину расстояния между ними (последнее отражает тот факт, что сопротивление краевой проволоки пропорционально его длине):

$$R_{m,n}^{i,j} = \frac{h}{e^2} \frac{L_{n,m} L_{i,j}}{IL}, \quad (1)$$

где ток течёт через контакты i, j , а $L_{i,j}$ ($L_{m,n}$) обозначают длину расположенных под металлическим затвором краевых состояний, не включающих в себя эти контакты, L и l — периметр краевых состояний и длина свободного пробега соответственно. Это простое выражение позволяет предсказывать соотношение между локальным и нелокальным сопротивлениями в произвольной конфигурации, которое уже не будет зависеть от длины свободного пробега, а значит, от наличия или отсутствия процессов обратного рассеяния. Выражение (1) переходит в соотношение Ландауэра–Бюттикера в пределе баллистического транспорта. Рассчитанные таким образом сопротивления для баллистических 6- и 4-контактных мостиков показали хорошее согласие с экспериментальными данными. Сравнение результатов расчёта по формуле (1) с данными измерений на образцах с диффузионным транспортом обнаружило заметное разногласие, причём оно усиливается при увеличении длины краевых состояний [13]. Естественно предположить, что при отклонении от баллистического режима необходимо рассматривать не только процессы обратного рассеяния между краевыми состояниями, но и их рассеяние в объём. Для количественного рассмотрения такого отклонения правил Кирхгофа недостаточно. Задача может быть решена посредством введения двух феноменологических параметров: γ и g , обозначающих скорость рассеяния между краевыми состояниями и краевым состоянием и объёмом [46].

Напомним, что разным бегущим навстречу друг другу краевым состояниям соответствуют разные спины. При этом распределение объёмного потенциала задаётся с помощью уравнения Лапласа и соответствующих граничных условий. Распределение потенциала краевых состояний находится с помощью уравнения баланса [47]. Как краевые, так и объёмные потенциалы, принадлежащие разным спиновым состояниям, перемешиваются в контактной области, которой в нашем случае служит двумерный электронный газ вне площади затвора, покрывающего только центральную часть холловского мостика.

Важно отметить, что результаты расчёта в этой модели не зависят от механизмов микроскопического рассеяния между краевыми состояниями или краевыми каналами и объёмом. Возможные механизмы рассеяния описаны ниже.

Особенностью рассматриваемой модели является универсальность описания в ней транспорта в различных системах. Впервые эта модель была применена для двумерной системы в условиях квантового эффекта Холла, когда киральное краевое состояние, принадлежащее последнему уровню Ландау, перемешивалось с объёмным уровнем, что приводило к значительному нелокальному отклику [47]. Модель также успешно описывала квантовый транспорт нулевого уровня Ландау дираковских фермионов в графене, образующих краевые моды, бегущие навстречу друг другу [48]. В обоих указанных случаях объёмный транспорт может быть описан как транспорт двумерного электрона в квантующем магнит-

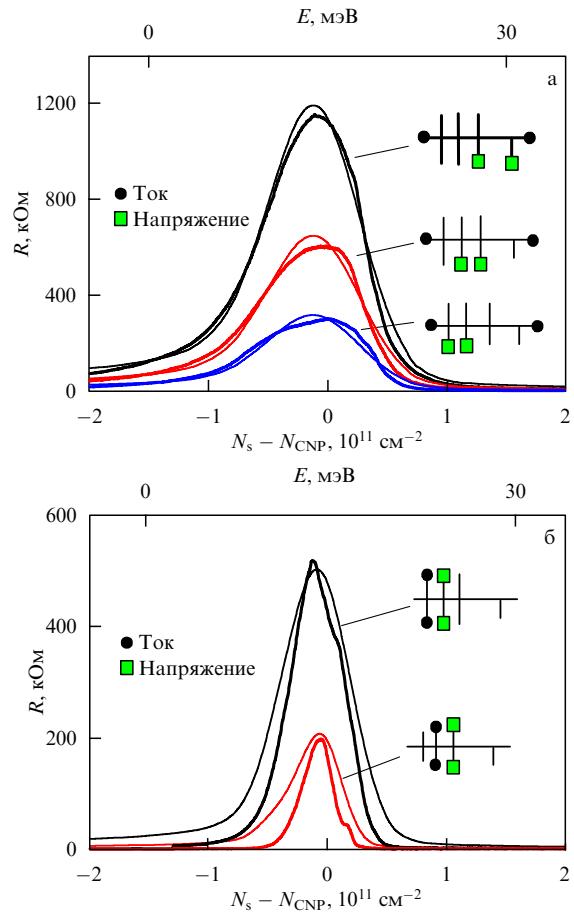


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Сравнение зависимостей локального (а) и нелокального (б) сопротивлений от концентрации носителей заряда с результатами модели, учитывающей краевое и объёмное рассеяние для различных конфигураций приложенного тока и измеренного напряжения. Рассчитанные зависимости показаны более тонкими кривыми. Параметры расчёта указаны в работе [46].

ном поле. В топологическом изоляторе краевой транспорт присутствует, когда объём является изолятором в отсутствие магнитного поля, и описание объёмного транспорта требует иного подхода. Было высказано предположение, что объёмный транспорт определяется гауссовыми хвостами плотности состояний, обусловленными наличием флуктуационного потенциала, возникающего из-за флуктуаций толщины квантовой ямы, и примесного потенциала. На основе указанного предположения удалось описать как локальный, так и нелокальный транспорт при наличии рассеяния как между краевыми состояниями, бегущими навстречу друг другу, так и между краевыми состояниями и объёмом, используя в качестве подгоночных параметров γ и g [46].

При этом гауссово уширение плотности состояний находилось из подвижности электронов и дырок у дна соответствующих зон. Предложенная модель, учитывающая утечки тока в объём, неплохо описывает зависимость сопротивления от концентрации носителей заряда (рис. 8). Действительно, когда уровень Ферми расположен в центре запрещённой зоны, утечки тока через объём минимальны и сопротивление определяется краевым транспортом, т.е. рассеянием между краевыми состояниями. По мере того как уровень Ферми приближается к валентной зоне или зоне проводимости, вклад объёма

за счёт рассеяния краевых состояний в объём, а также вклад за счёт возрастания самой объёмной проводимости увеличивается и общее сопротивление уменьшается. При этом ширина пика сопротивления определяется скоростью движения уровня Ферми через хвосты плотности состояний в запрещённой зоне топологического изолятора, причём для описания наблюдаемой в эксперименте ширины пика необходимо предположить высокую, всего в несколько раз меньшую объёмной, плотность состояний внутри щели.

3.5. Температурная зависимость сопротивления двумерного топологического изолятора

В этом разделе проведём анализ результатов измерений температурной зависимости сопротивления двумерного ТИ в режиме диффузионного транспорта. Важность таких измерений обусловлена двумя задачами: первая диктуется необходимостью определения активационной щели и сравнения её величины с расчётной, вторая, более фундаментальная, связана с тем, что краевой канал двумерного ТИ представляет собой практически идеальный одномерный проводник, позволяющий, на первый взгляд, тестировать все предсказания многочисленных теорий одномерной проводимости.

Типичные результаты измерений температурной зависимости при высоких (> 4 К) температурах для образцов, описанных в разделах 3.1 – 3.4, приведены на рис. 9. На вставке рис. 9а показана топология образцов. Хорошо видно, что при температурах, больших $T \approx 30$ К, наблюдается активационное возрастание сопротивления, которое затем переходит к полному насыщению зависимости $R(T)$ и при уменьшении температуры вплоть до 4 К наблюдается отсутствие сколько-либо заметной зависимости от температуры.

Активационное возрастание сопротивления связано с вымораживанием объёмной проводимости, причём энергия активации для зависимости на рис. 9 равна примерно 200 К. Отметим, что от образца к образцу энергия активации может заметно изменяться, в диапазоне 200–400 К. Результаты расчёта энергетического спектра для исследованных ям, приведённого на рис. 2, дают величину щели около 30 мэВ, которая укладывается в указанный диапазон энергий активации. Однако следует отметить, что фактически в измерениях такого рода определяется щель подвижности, сильно зависящая от беспорядка, и значительный разброс энергии активации указывает на его заметную роль.

Таким образом, при температурах выше 20–30 К температурная зависимость сопротивления ДТИ на основе HgTe-КЯ толщиной 8–9 нм в режиме диффузионного транспорта отражает его объёмные свойства, точнее величину щели подвижности в объёме. Как отмечалось, при дальнейшем понижении температуры до 4–5 К сопротивление перестаёт изменяться и фактически, когда транспорт осуществляется краевыми состояниями, наблюдается металлическое поведение сопротивления. Для того чтобы проверить, сохраняется ли такое (металлическое) поведение при более низких температурах, измерения были проведены с использованием рефрижератора растворения при температурах вплоть до 40 мК [49]. Как видно из рис. 9б, на котором приведены результаты этих измерений, характер температурной зависимости практически не изменился: в диапазоне температур 4–1 К наблюдалась очень слабое (10 %) возрастание сопро-

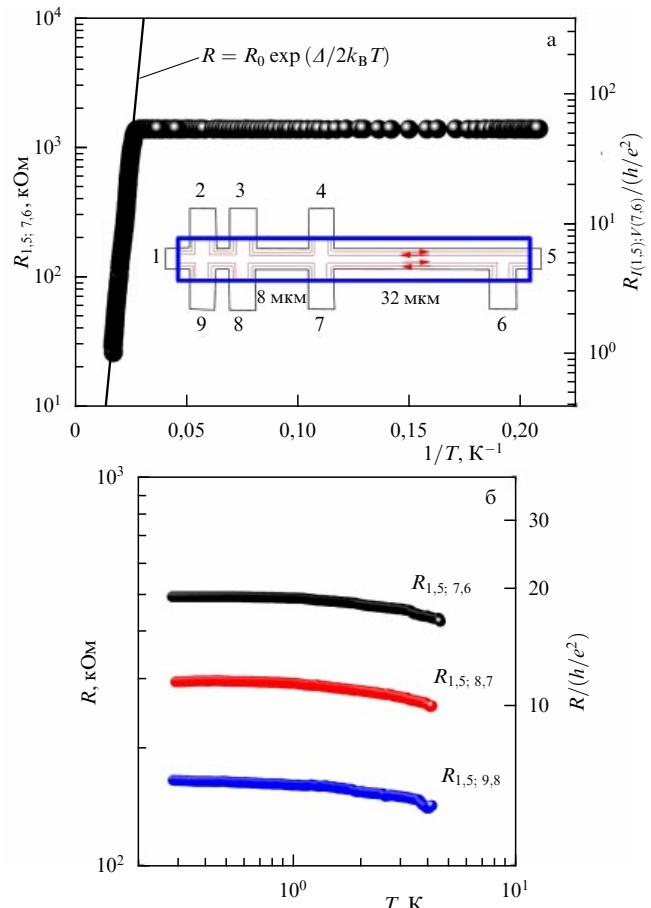


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Температурная зависимость сопротивления образца на основе HgTe-КЯ толщиной 8 нм при (а) высоких ($100 > T > 4$ К) и (б) низких ($4 > T > 0,2$ К) температурах.

тивления, а затем при температурах вплоть до 40 мК отсутствует какая-либо температурная зависимость.

К настоящему времени предложены различные объяснения такого поведения сопротивления, но пока ни одно из них не объясняет его полностью. Наиболее адекватной представляется модель металлических капель, предложенная в работах [50, 51]. Согласно этой модели электрон, движущийся вдоль краевого состояния, попадает в такую каплю и внутри неё в результате неупругих рассеяний могут возникнуть процессы обратного рассеяния, которые и приводят к подавлению баллистического транспорта и значениям кондактанса, меньшим кванта проводимости. Однако предсказываемая этой моделью температурная зависимость противоречит экспериментальным данным: при понижении температуры в результате подавления неупругих процессов краевой кондактанс должен возрастать и при температуре, стремящейся к нулю, должен наблюдаться кондактанс, близкий к e^2/h , тогда как в эксперименте он практически не зависит от температуры в диапазоне от 20 до 0,2 К. Возможно, это связано с тем, что наряду с примесным беспорядком необходимо учитывать и структурный, вызванный флуктуациями толщины ямы.

3.6. Магнитотранспортные свойства краевых токовых состояний

Опишем сначала реакцию краевого транспорта в двумерных ТИ на нормальное магнитное поле. Рисунок 10а

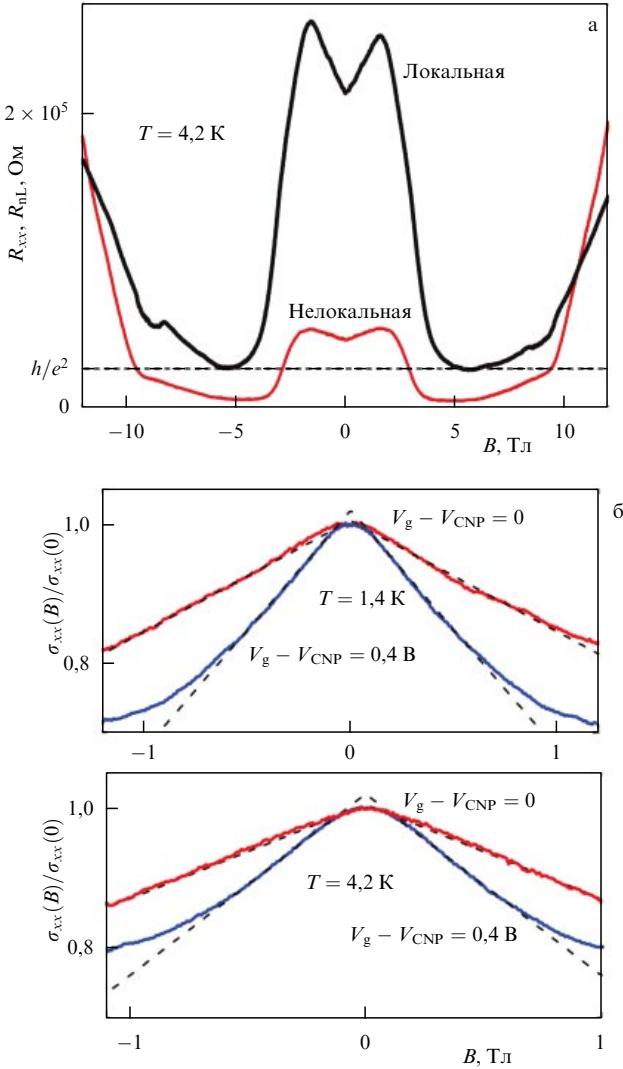


Рис. 10. (В цвете онлайн.) (а) Магнетосопротивление двумерного ТИ на основе 8-нанометровой HgTe-КЯ в локальной и нелокальной геометрии. (б) Зависимости нормированной магнитопроводимости (МП) от магнитного поля в области $|B| < 1,2$ Тл. Штриховыми кривыми показаны линейные аппроксимации зависимостей.

показывает типичную зависимость локального и нелокального сопротивлений от магнитного поля в ТЗН. Видно, что обе зависимости качественно ведут себя одинаково, т.е. как в локальной, так и в нелокальной геометрии в магнитных полях до 2 Тл наблюдается положительное линейное магнетосопротивление (МС), которое затем сменяется его резким убыванием с последующим столь же резким возрастанием. Тем самым приведённые результаты ясно демонстрируют краевую природу магнитотранспорта. Рисунок 10б показывает более подробно поведение линейной магнитопроводимости (МП) при температурах 4,2 и 1,6 К (в данном случае приведены данные для локальных измерений). Видно, что МП слабо зависит от температуры и имеет величину около 10–15 % в магнитных полях около 1 Тл. Описанное поведение линейного МС было предсказано теоретически в работе [52], где оно объяснялось подавлением топологической защиты от обратного рассеяния магнитным полем.

Теперь рассмотрим влияние магнитного поля в плоскости квантовой ямы. На рисунке 11а, б приведены за-

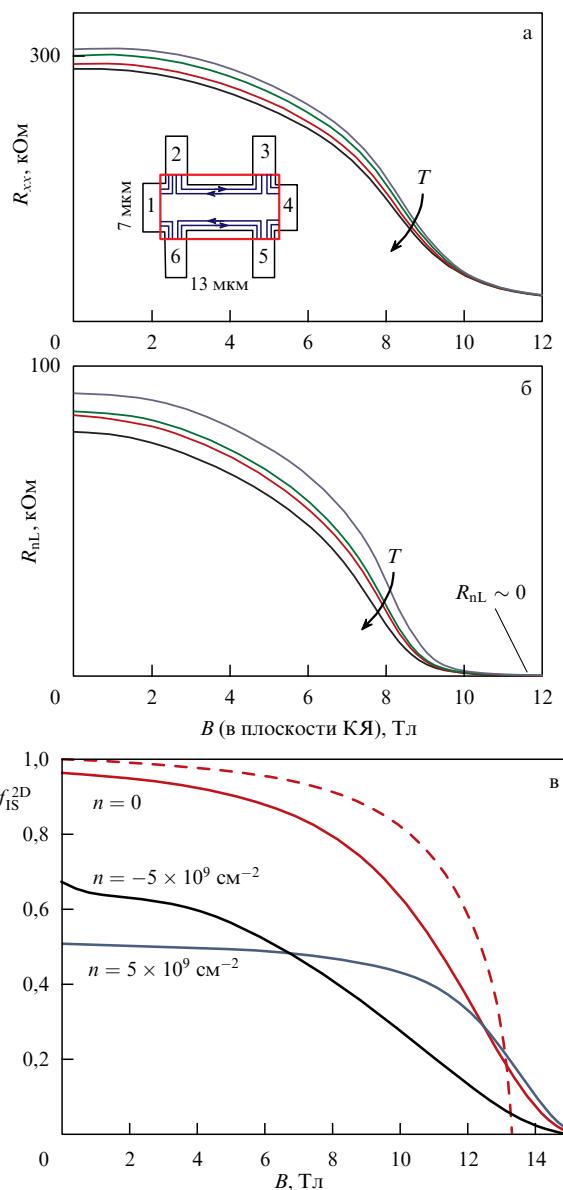


Рис. 11. Локальное и нелокальное сопротивления двумерного ТИ в зависимости от магнитного поля, приложенного в плоскости квантовой ямы: (а) локальное магнетосопротивление, (б) нелокальное магнетосопротивление, (в) результат теоретического расчёта доли диэлектрического состояния в двумерной плоскости f_{IS}^{2D} с учётом и без учёта примесного беспорядка.

висимости локального и нелокального сопротивлений образца (топология которого показана на вставке рис. 11а) от магнитного поля. Хорошо видно, что при всех температурах наблюдается одна и та же картина: при магнитных полях, меньших 8 Тл, величины R_{xx} и R_{nL} монотонно убывают до значений, в 1,5–2 раза меньших, чем в нулевом магнитном поле. Затем убывание становится более резким и при $B > 10$ Тл R_{xx} практически выходит на насыщение, где оно уже меньше на порядок, а R_{nL} близко к нулю.

Объяснение полученного результата дано в теории, развитой О. Райчевым [53]. Согласно этой теории приложение магнитного поля вдоль плоскости квантовой ямы приводит к постепенному уменьшению объёмной щели и в магнитных полях выше 12 Тл объём переходит в состояние двумерного дираковского полуметалла с

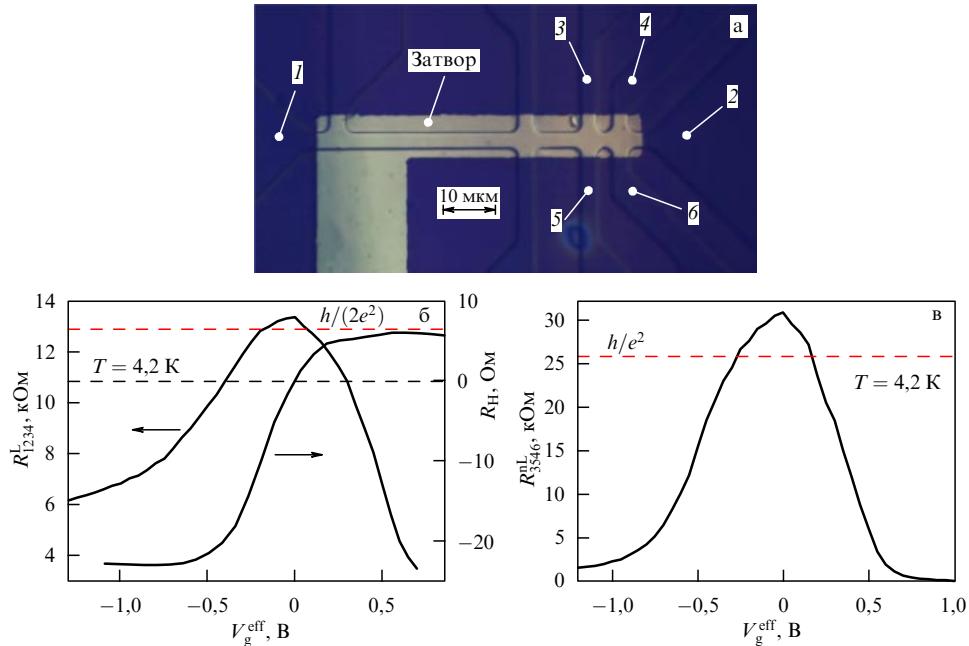


Рис. 12. (а) Фотография микроструктуры специальной холловской геометрии. (б) Зависимости локального сопротивления $R_{1234}^L(V_g^{eff})$ при $B = 0$ и холловского сопротивления $R_H(V_g^{eff})$ при $B = 1$ Тл от эффективного затворного напряжения V_g^{eff} . (в) Зависимость нелокального сопротивления $R_{3546}^{NL}(V_g^{eff})$ при $B = 0$.

соответствующим возникновением объёмной проводимости.

Рисунок 11в показывает, как объём ямы переходит в полуметаллическое состояние при разной степени беспорядка. Хорошо видно, что наблюдается неплохое согласие между теорией и экспериментом как по характеру зависимости от магнитного поля, так и по его величине (10–11 Тл в эксперименте и 12–14 Тл в расчёте), соответствующей полному переходу ямы в бесщелевое состояние. Небольшое разногласие в величинах критических полей неудивительно, так как параметры системы (объёмные параметры HgTe и CdTe, примесная концентрация, флуктуации толщины ямы), заложенные в расчёт, известны только с определённой точностью.

3.7. Терагерцевое фотосопротивление двумерного топологического изолятора

В этом разделе приведены результаты экспериментального изучения терагерцевого фоторезистивного отклика двумерного ТИ [12], в котором удалось реализовать режимы баллистического и квазибаллистического транспорта. Экспериментальные образцы представляли собой микроструктуры специальной холловской геометрии, снабжённые полупрозрачным Ti/Au-затвором (рис. 12а), с характерными размерами, сравнимыми с длиной свободного пробега вдоль краевого состояния. В частности, ширина микромостика составляла 3,2 мкм.

Измерялся терагерцевый резистивный отклик (фотосопротивление) описанных структур на длине волн 118 мкм в поперечных и продольных магнитных полях величиной до 4 Тл при температурах $T = 2$ –4,2 К. В качестве источника излучения использовался молекулярный субмиллиметровый лазер на основе метанола с оптической накачкой CO₂-лазером. Мощность терагерцевого излучения P_λ лежала в пределах 20–30 мВт. Фотосопротивление (ФС) измерялось с помощью стандартной модуляционной методики на частоте модуля-

ции 600–700 Гц при пропускании через образец постоянного тока $I = 100$ нА.

Начнём описание эксперимента с анализа транспортного отклика исследованных образцов. На рисунке 12б показаны зависимости от эффективного затворного напряжения V_g^{eff} ($V_g^{eff} = V_g - V_g^{max}$, V_g — затворное напряжение, V_g^{max} — величина затворного напряжения, соответствующая максимуму локального сопротивления) величин холловского сопротивления $R_H(V_g^{eff})$ и локального сопротивления $R_{1234}^L(V_g^{eff})$, измеренных на самой короткой части образца, для которой расстояние между потенциометрическими контактами (контакты 3 и 4 на рис. 12а) равнялось 2,8 мкм. Как видно, сопротивление является малым (порядка 1 кОм/□) при смещениях, соответствующих положению уровня Ферми (E_F) в зоне проводимости, проходит через максимум (равный в данном случае 13,4 кОм) в точке зарядовой нейтральности (в этот момент E_F проходит через дираковскую точку), затем начинает уменьшаться, достигая значений в несколько кОм/□ при попадании уровня Ферми в валентную зону. При этом зависимость $R_H(V_g^{eff})$ проходит через нуль, меняя знак. На рисунке 12в показано нелокальное сопротивление образца $R_{3546}^{NL}(V_g^{eff})$, когда в качестве токовых и потенциометрических контактов служили соответственно контакты 3–5 и 4–6. Как и следовало ожидать, сигнал нелокального сопротивления значительно меньше локального, когда уровень Ферми расположен в разрешённых зонах. В ТЗН нелокальный сигнал почти в три раза превышает локальный.

Проанализируем приведённые данные. Значение локального сопротивления $R_{1234}^L(V_g^{eff})$ в максимуме близко к величине $h/(2e^2)$ (отмечено штриховой линией на рис. 12б). Это означает, что на самом малом по размеру (около 10 мкм вдоль края образца) участке исследуемой холловской структуры реализуется практически баллистический транспорт. Отметим, что это первое наблюдение такого транспорта в ямах толщиной 8–9 нм после

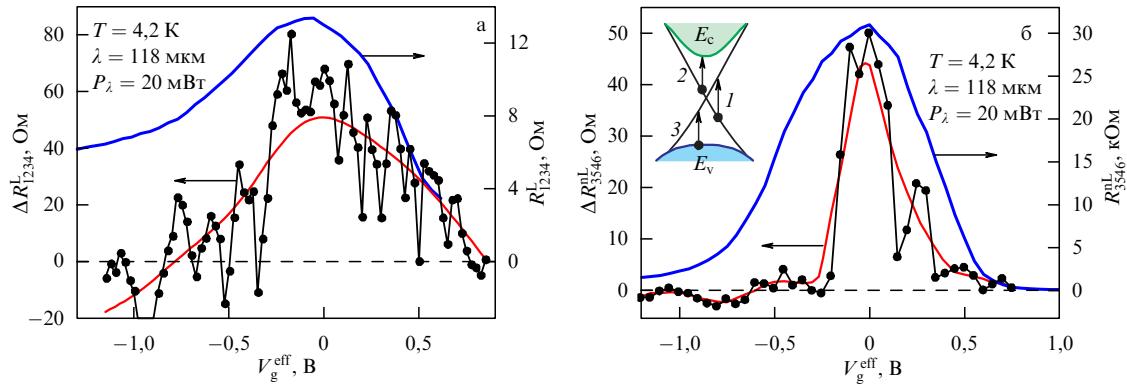


Рис. 13. (В цвете онлайн.) (а) Зависимости локального фотоопротивления $\Delta R_{1234}^L(V_g^{\text{eff}})$ и сопротивления $R_{1234}^L(V_g^{\text{eff}})$ от эффективного затворного напряжения. (б) Зависимости нелокального фотоопротивления $\Delta R_{3546}^{\text{NL}}(V_g^{\text{eff}})$ и сопротивления $R_{3546}^{\text{NL}}(V_g^{\text{eff}})$ от эффективного затворного напряжения. Красные кривые приведены для наглядности.

опубликования работ [8, 9]. Значение нелокального сопротивления $R_{3546}^{\text{NL}}(V_g^{\text{eff}})$ определяется разделением идущего через контакты 3–5 тока между частью образца с баллистическим транспортом и частью образца с диффузионным транспортом. По этой причине R_{3546}^{NL} имеет значение, лежащее между $2h/e^2$ и h/e^2 . Величина h/e^2 отмечена на рис. 1в штриховой прямой.

Рисунок 13а показывает типичные результаты измерения зависимости локального ФС образца $\Delta R_{1234}^L(V_g^{\text{eff}})$ от затворного напряжения под воздействием терагерцевого излучения на длине волны 118 мкм мощностью около 20 мВт. Для удобства сравнительного анализа на этом же рисунке приведена зависимость $R_{1234}^L(V_g^{\text{eff}})$. Зависимость нелокального ФС $\Delta R_{3546}^{\text{NL}}(V_g^{\text{eff}})$ при тех же значениях мощности показана на рис. 13б. Там же приведена зависимость $R_{3546}^{\text{NL}}(V_g^{\text{eff}})$.

Обсудим приведённые данные. Хорошо видно, что и локальное, и нелокальное ФС практически равны нулю, когда уровень Ферми расположен в разрешённых зонах, и становятся отличными от нуля, только когда уровень Ферми входит в запрещённую зону, причём знак ФС отрицателен, т.е. сопротивление образца уменьшается под воздействием излучения. При достижении ТЗН обе зависимости, $\Delta R_{1234}^L(V_g^{\text{eff}})$ и $\Delta R_{3546}^{\text{NL}}(V_g^{\text{eff}})$, проходят через максимум, в котором их величина составляет 0,1–0,5 % от полного сопротивления. Более детальный сравнительный анализ кривых, приведённых на рис. 13, показывает, что если полуширина пика локального ФС практически совпадает с полушириной пика локального сопротивления, то в нелокальном случае зависимость ФС от V_g^{eff} имеет более чем в два раза меньшую ширину, чем та же зависимость для сопротивления.

Обсудим полученные результаты. Для рассматриваемых в данном разделе ям толщиной 8 нм величина объёмной щели равняется 30 мэВ, т.е. в несколько раз превышает энергию фотонов для использованной длины волны 118 мкм ($\hbar\omega = 10,8$ мэВ). Тогда в нашем случае возможны переходы трёх типов: 1) между дираковскими ветвями одномерных краевых состояний; 2) между электронной дираковской ветвью и зоной проводимости; 3) между валентной зоной и дырочной дираковской ветвью. Очевидно, что переходы последних двух типов привели бы к появлению максимумов ФС вблизи разрешённых зон, т.е. справа (для переходов второго типа) или слева (для переходов третьего типа) от ТЗН на зависимостях ФС от V_g^{eff} . Подобного поведения в

эксперименте не наблюдается. Таким образом, остаются только переходы первого типа. Первоначальный анализ поглощения на указанных переходах, проведённый в работе [54], показал, что дипольные переходы между краевыми дираковскими ветвями запрещены и существуют только значительно более слабые магнитодипольные.

Однако недавно в [55] было показано, что подобный вывод не является справедливым для HgTe-КЯ, так как не учитывает нарушения пространственной инверсии на границах этих ям с барьерными HgCdTe-слоями. В [55] установлено, что вследствие нарушения инверсионной симметрии на указанных границах прямые дипольные переходы между краевыми ветвями разрешены, и получены выражения для коэффициента поглощения. Тем самым экспериментальный вывод о возможности прямых дипольных переходов между краевыми ветвями подтверждён в [55] теоретически.

3.8. Двумерный топологический изолятор со сложным объёмным спектром

Недавно существование двумерного ТИ было обнаружено [11] в ямах толщиной 14 нм с ориентацией (112). В этом ТИ впервые после работ [8, 9] было получено состояние ТИ с баллистическим транспортом на расстояниях порядка 10 мкм. Поэтому остановимся подробнее на результатах данной работы [11].

Качественный вид спектра для такой ямы показан на рис. 14а. Обратим внимание, что объёмный спектр уже не является столь же простым, как для ям толщиной 8–9 нм: между s- и p-состояниями возникают ещё две ветви дырочных состояний: hh2 и hh3. В результате актуальные для эксперимента щель и краевые состояния оказываются расположеными между двумя дырочными ветвями, hh1 и hh2, а щель значительно меньше — около 3,3 мэВ.

Результаты активационных измерений на образцах макроскопических размеров (рис. 15а, б) дают заметно меньшую величину щели (1,2 мэВ), что неудивительно, так как в эксперименте, основанном на измерении активационной температурной зависимости, определяется фактически щель подвижности, которая всегда меньше реальной щели из-за беспорядка, вызванного флукуционным потенциалом примесей, состава и толщины ямы.

На рисунке 16 приведены результаты экспериментов с образцами микрометровых размеров. Как хорошо вид-

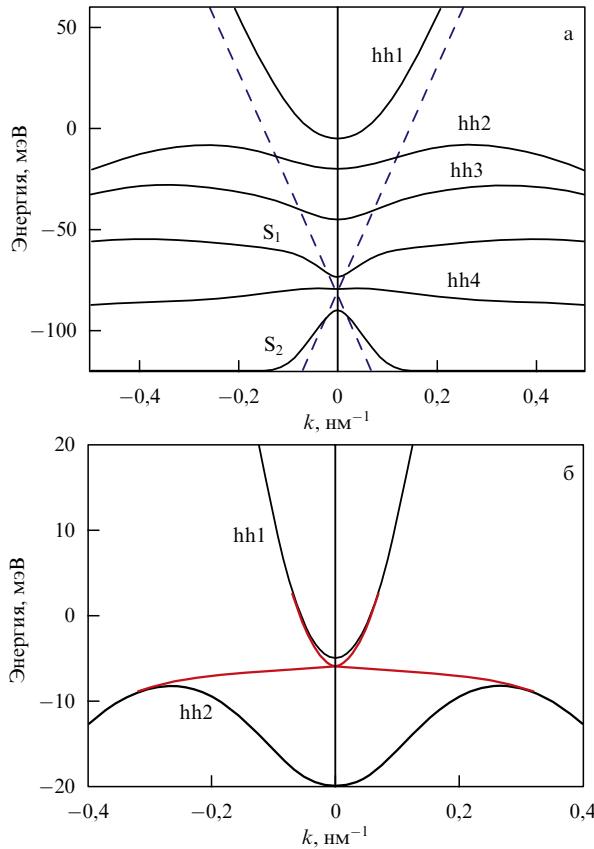


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Качественный вид закона дисперсии объёмных и краевых состояний двумерного ТИ в 14-нанометровой HgTe-КЯ: (а) спектр без учёта перемешивания объёмных и краевых состояний (S_1 и S_2 — законы дисперсии электронных подзон); (б) результирующий спектр для двух верхних дырочных веток и краевых состояний.

но, эти результаты ясно демонстрируют, с одной стороны, существование в таких образцах как локального, так и нелокального транспорта, близкого к баллистическому, а с другой стороны — его явную неидеальность, вызванную мезоскопическими флуктуациями. В этом отношении приведённые результаты не противоречат полученным ранее для ям толщиной 7–8 нм [8, 9], в которых подобные флуктуации также наблюдались. Отметим, что в описанных экспериментах баллистический транспорт существует в образцах с характерным размером около 10 мкм.

Таким образом, в двумерном ТИ возможен квазибаллистический транспорт на расстояниях, заметно превышающих объёмные длины свободного пробега, которые в исследованных образцах не превышали 1 мкм при энергиях, близких к дну зоны проводимости.

4. Трёхмерный топологический изолятор на основе напряжённой пленки HgTe

4.1. Образцы и эксперимент

Как отмечено во введении, объёмный теллурид ртути, несмотря на инверсный характер спектра, нельзя отнести к топологическим изоляторам, поскольку он является бесщелевым полупроводником.

Однако если к HgTe приложить одноосную деформацию сжатия, приводящую к появлению щели в объёме, то

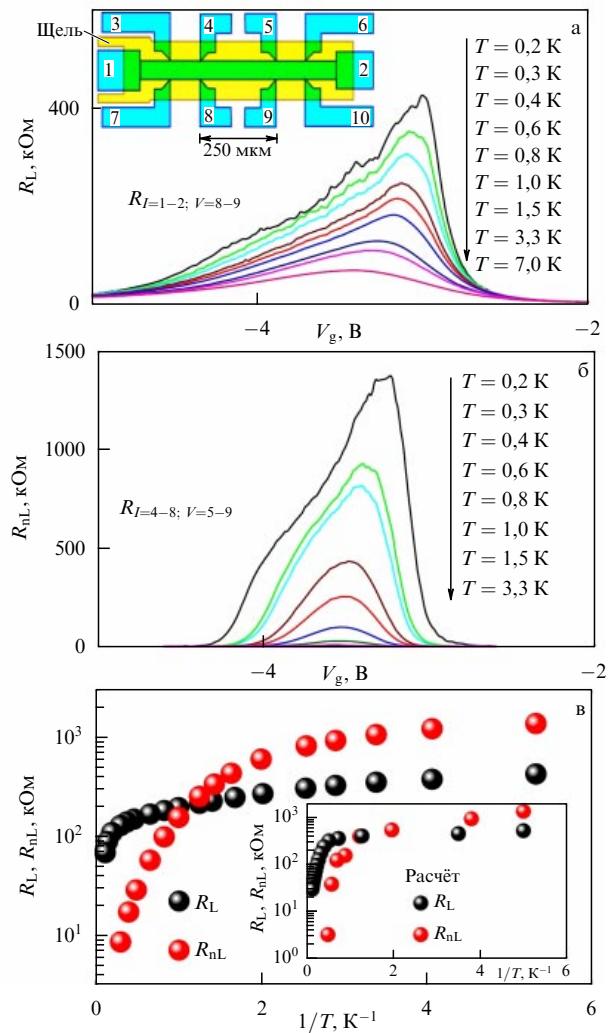


Рис. 15. (В цвете онлайн.) Температурная зависимость краевого транспорта макроскопического образца на основе HgTe-КЯ толщиной 14 нм. Локальное (а) и нелокальное (б) сопротивления в зависимости от затворного напряжения при различных температурах. (в) Температурные зависимости локального и нелокального сопротивлений в ТЗН.

тогда он может трансформироваться в трёхмерный ТИ. Подобная, но не до конца аналогичная ситуация возникает, как показано в [19], для HgTe-плёнок, выращенных на CdTe-подложках, из-за различия постоянных решёток HgTe ($a_{\text{HgTe}} = 0,646$ нм) и CdTe ($a_{\text{CdTe}} = 0,648$ нм). Критическая толщина псевдоморфного роста, соответствующая этому различию постоянных решёток, составляет более 100 нм, и, таким образом, плёнки с толщинами, меньшими указанной, будут повторять постоянную решётку CdTe-подложки. В результате в таких плёнках возникает деформация растяжения, приводящая к появлению щели.

Однако дираковская точка в созданном таким образом ТИ будет находиться не внутри щели, а глубоко в валентной зоне. Из-за гибридизации с валентной зоной спектр поверхностных состояний будет содержать только электронную ветку, которая при приближении к дну валентной зоны отклоняется от линейного закона и становится квазипарabolической.

Из рисунка 17а, на котором показан спектр пленки толщиной 80 нм, видно, что с возрастанием энергии

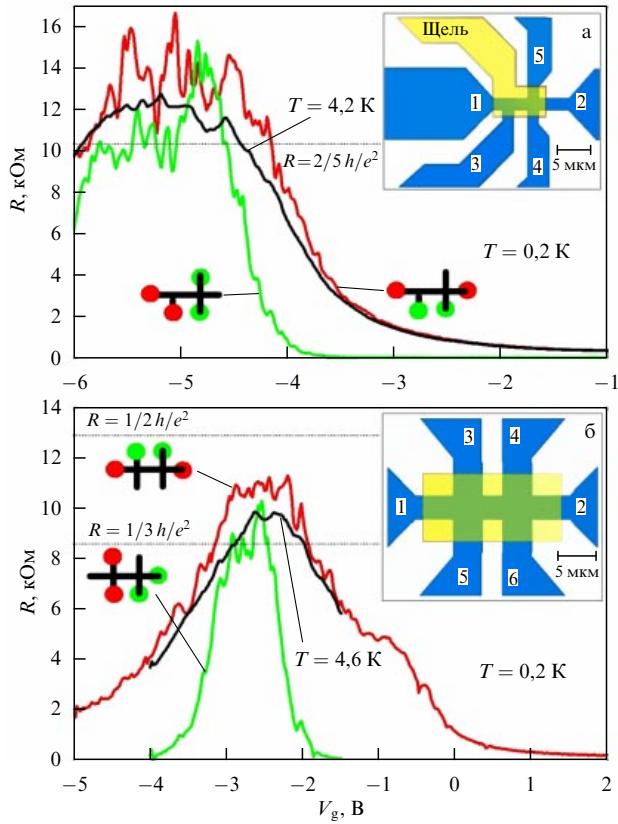


Рис. 16. (В цвете онлайн.) Результаты измерения локального и нелокального сопротивлений образцов микрометровых размеров на основе 14-нанометровой HgTe-КЯ.

валентная зона сменяется непрямой щелью величиной около 15 мэВ в объёме пленки, внутри которой сущес-

твуют поверхностные зоны делокализованных электронных состояний. Поскольку пленка обладает конечной толщиной, её спектр в разрешённых зонах объёма представляет собой набор подзон размерного квантования с малым (~ 1 мэВ) расстоянием между ними в валентной зоне и на порядок большим в зоне проводимости.

На основе такой пленки была изготовлена полевая транзисторная структура, рассматриваемая в данном разделе. Исследовались структуры двух типов, схематический разрез которых представлен на рис. 17а. Структуры были выращены с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на (013)-ориентированной CdTe-подложке. Основную часть обеих структур составляет слой HgTe толщиной 80 нм. Различие между структурами состоит в разной последовательности верхних слоёв: первая структура ("открытая") заканчивается слоем HgTe, в то время как во второй структуре ("закрытой") основной слой закрыт слоем CdHgTe толщиной 20 нм. Одно из основных достижений развитой технологии, впервые описанной в нашей работе [20], — высокая подвижность (до $5 \times 10^5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$), а также малая концентрация неконтролируемым объемных примесей, уменьшенная до $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Такой результат был достигнут благодаря использованию 20-нанометрового буферного слоя CdHgTe между пленкой HgTe и CdTe-подложкой, что привело к резкому уменьшению числа дислокаций и дефектов. Отмеченное достижение позволило получить не только однозначное экспериментальное подтверждение существования трёхмерного ТИ на основе напряжённой пленки HgTe, но и количественную информацию о его энергетическом спектре, а также об относительном вкладе объемных дырок, объемных и поверхностных электронов в транспортный отклик.

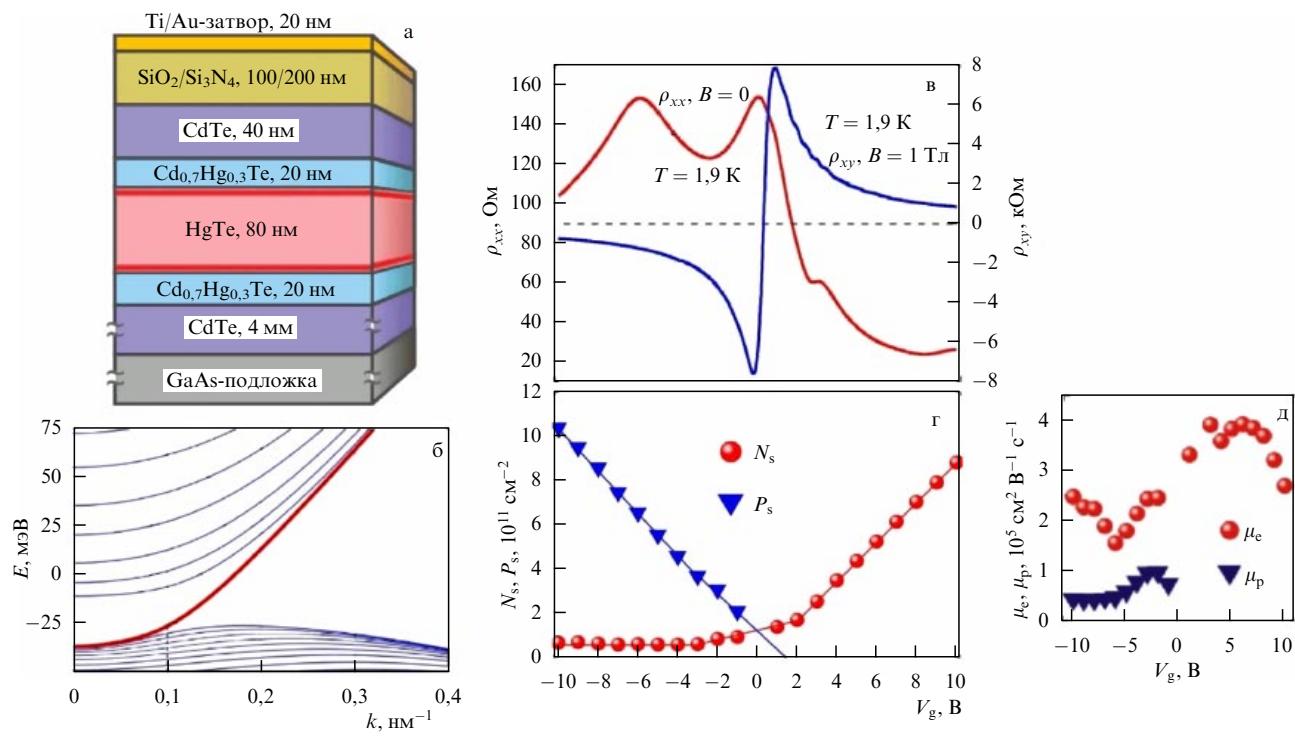


Рис. 17. (В цвете онлайн.) (а) Схематический разрез исследованных структур. (б) Энергетический спектр напряжённой пленки теллурида ртути толщиной 80 нм. (в) Зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy} . (г) Электронная и дырочная концентрации как функции затворного напряжения. (д) Средняя подвижность электронов и дырок.

4.2. Квазиклассический транспорт

Для проведения магнитотранспортных измерений из обоих описанных в разделе 4.1 типов структур с помощью стандартной фотолитографии и химического травления были изготовлены холловские мостики размером 50×450 мкм с расстоянием между контактами 100 и 250 мкм (см. вставку на рис. 3), центральная часть которых снабжена металлическим Ti/Au-затвором. В качестве подзатворного диэлектрика использовались либо двухслойная пленка, состоящая из слоя SiO_2 толщиной 100 нм и слоя Si_3N_4 толщиной 100–200 нм, выращенных по технологии плазмохимического осаждения при $T = 100^\circ\text{C}$, либо 80-нанометровая пленка Al_2O_3 , выращенная по технологии атомно-слоевого осаждения при $T = 80^\circ\text{C}$. Отметим, что указанная технология практически не отличается от использованной при создании полевых транзисторов на основе двумерного ТИ.

На рисунке 17в представлены типичная зависимость сопротивления ρ_{xx} при $B = 0$ и холловское сопротивление ρ_{xy} при $B = 1$ Тл в зависимости от затворного напряжения V_g при $T = 1,9$ К. На кривой $\rho_{xx}(V_g)$ наблюдается несколько максимумов, главный из которых находится вблизи $V_g = 1$ В. Кривая асимметрична относительно главного максимума: значение сопротивления слева от максимума значительно больше, чем справа, при этом на кривой наблюдаются два побочных максимума, первый из которых, расположенный при $V_g = -5,5$ В, по величине совпадает с главным, а второй, значительно меньший, расположен при $V_g = 3,5$ В. Зависимость ρ_{xy} , представленная на этом же рисунке, асимметрична относительно точки $V_g = 1$ В, в которой она пересекает ось абсцисс. Изменение знака ρ_{xy} позволяет предположить, что при изменении затворного напряжения уровень Ферми проходит как валентную зону, так и зону проводимости. При $V_g < 1$ В уровень Ферми находится в валентной зоне, где, согласно спектру на рис. 17б, дырки и дираковские поверхностные электроны сосуществуют. Этот факт подтверждается большим положительным магнетосопротивлением и нелинейным эффектом Холла, типичным для электронно-дырочных систем.

Зависимость дырочной концентрации P_s и подвижности μ_p , а также суммарной концентрации электронов N_s и их средней подвижности μ_e от затворного напряжения представлены на рис. 17г, д. Указанные параметры были определены из подгонки расчётных зависимостей $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$, полученных на основе модели классического друлевского двухгруппового магнитотранспорта, к экспериментально измеренным при фиксированных затворных напряжениях.

Проанализируем сначала поведение электронной и дырочной концентраций. Эти концентрации изменяются существенным образом (почти на порядок), что указывает на небольшое количество остаточных примесей в пленке. Вблизи нулевого затворного напряжения находится точка зарядовой нейтральности. ТЗН соответствует положение уровня Ферми вблизи потолка валентной зоны, и концентрации объёмных дырок и поверхностных дираковских фермионов в ней совпадают.

Ещё раз отметим, что дираковская точка не совпадает с ТЗН и является экспериментально недостижимой в наших образцах, поскольку даже при максимальных отрицательных значениях V_g в системе существует значительное количество электронов, т.е. дираковские элек-

троны дают вклад в проводимость при всех использованных в эксперименте затворных напряжениях. В окрестности ТЗН подгонку по модели Друде уже нельзя считать надёжной. Поэтому в области ТЗН дырочную концентрацию можно получить лишь экстраполяцией зависимости $P_s(V_g)$, которая пересекает ось абсцисс вблизи $V_g = 2$ В. Можно предположить, что при этом напряжении уровень Ферми совпадёт с потолком валентной зоны.

Таким образом, при $V_g < 2$ В реализуется полуметаллическое состояние системы, возникающее в результате перекрытия объёмной валентной зоны и поверхностной электронной. При $V_g > 2$ В существует небольшая, но наиболее интересная область напряжений, в которой транспорт определяется только поверхностными электронами (состояние трёхмерного (3D) ТИ), затем начинается заполнение зоны объёмных электронов (состояние электронного металла).

Обсудим теперь поведение подвижности. Зависимость дырочной подвижности от затворного напряжения представляет собой кривую с максимумом, в котором подвижность равна $10^5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, и выходит на насыщение при дальнейшем возрастании P_s . Зависимость $\mu_e(V_g)$ более интересна: вблизи $V_g = 5$ В наблюдается широкий максимум, где $\mu_e(V_g)$ равна $4 \times 10^5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, переходящий в минимум при $V_g = -6$ В.

Описанное поведение подвижности можно связать как с возможным полным опустошением одной из поверхностей с дираковскими электронами (очевидно, расположенной ближе к затвору), так и с началом заполнения второй дырочной подзоны. Соответствие потолка валентной зоны затворному напряжению $V_g = 2$ В подтверждается температурной зависимостью $\rho_{xx}(V_g)$, представленной на рис. 18б: хорошо видно, что точка $V_g = 2$ В оказывается пограничной — справа от неё температурная зависимость практически отсутствует, в то время как слева наблюдается существенное возрастание сопротивления при увеличении температуры. Такое поведение связано с возникновением электронно-дырочного рассеяния по механизму Ландау [56, 57], аналогичного наблюдавшему в двумерных полуметаллах [58].

Очевидно, что указанное рассеяние появляется только при пересечении уровнем Ферми потолка валентной зоны. Ещё одна особенность в зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ хорошо видна при $V_g = 4$ В. Причём при температурах, превышающих 5 К, она размыивается. Эту особенность можно связать с началом заполнения зоны объёмных электронов.

Таким образом, если предполагаемая картина идентификации границ зон, схематически изображённых на рис. 18а, верна, то при $2 \leq V_g \leq 4$ В транспорт возможен только благодаря поверхностным состояниям. Указанная картина подтверждается особенностями классического магнитотранспорта, точнее поведением зависимости относительного положительного магнетосопротивления (ПМС) $\rho_{xx}(B)/\rho_{xx}(B = 0)$ от затворного напряжения.

Напомним, что, согласно модели Друде, величина ПМС пропорциональна в полуметаллическом состоянии сумме электронной и дырочной подвижностей, а в случае существования двух групп электронов — разности электронных подвижностей. В соответствии со сказанным на зависимости ПМС от затворного

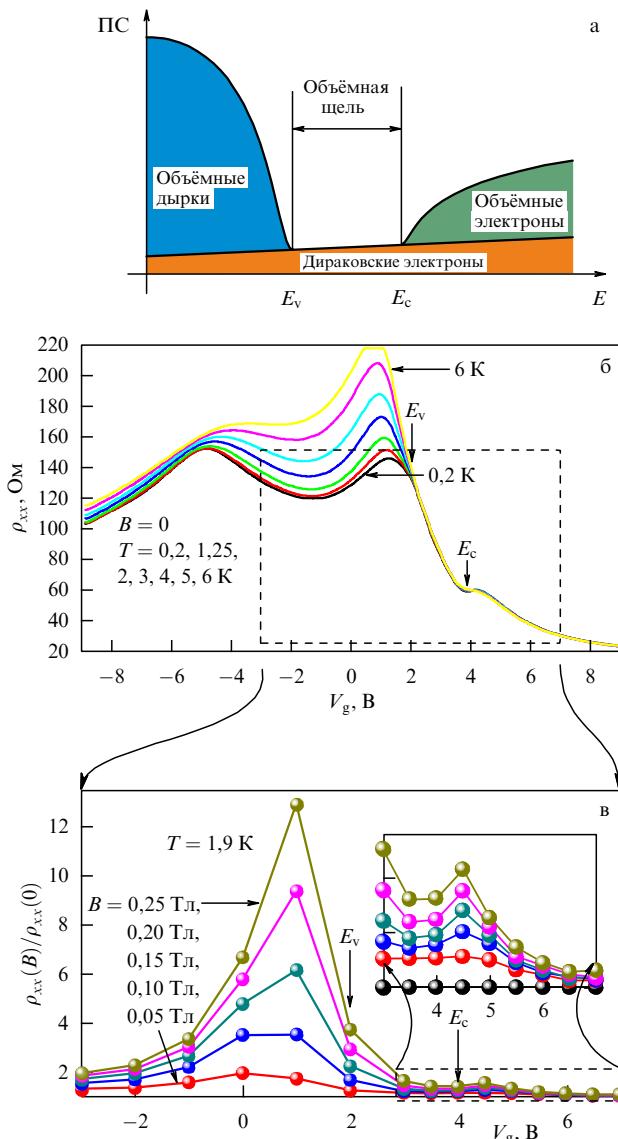


Рис. 18. (В цвете онлайн.) (а) Схематическое изображение зависимости плотности состояний (ПС) от энергии. (б) Зависимость $\rho_{xx}(V_g)$ при различных температурах в отсутствие магнитного поля (вертикальными стрелками обозначены точки по затворному напряжению, соответствующие потолку валентной зоны E_v и дну зоны проводимости E_c). (в) Зависимость амплитуды магнетосопротивления $\rho_{xx}(B)/\rho_{xx}(B=0)$ в области затворных напряжений вблизи энергетической щели, обозначенной штриховой линией (на вставке показана область $3 \leq V_g \leq 7$ В в увеличенном масштабе).

напряжения наблюдается максимум вблизи ТЗН, т.е. тогда, когда концентрации электронов и дырок примерно равны. Справа от максимума при перемещении уровня Ферми в щель и по мере исчезновения дырок наблюдается резкое уменьшение (на порядок) величины $\rho_{xx}(B)/\rho_{xx}(B=0)$. При дальнейшем увеличении V_g происходит монотонное убывание зависимости, которое заканчивается вблизи $V_g = 4$ В, и на зависимости относительного МС от затворного напряжения появляется небольшой максимум, связанный уже с возникновением объемных электронов.

Таким образом, детальный анализ особенностей классического транспорта позволил получить самосогласованную картину энергетических зон. Величина энергетической щели, найденная по разнице электронных кон-

центраций при $V_g = 4$ В и $V_g = 2$ В, оказалась равной 15 мэВ, что хорошо согласуется с вычисленным значением. В заключение добавим, что поведение осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ), представленное в разделе 4.3, также подтверждает описанную картину.

4.3. Квантовый транспорт

В этом разделе мы опишем и обсудим особенности поведения осцилляций ШдГ и квантового эффекта Холла. На рисунке 19 представлены зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ и $\rho_{xy}(V_g)$, измеренные в магнитных полях величиной до 4 Тл. При увеличении магнитного поля наблюдается резкое возрастание максимума сопротивления, располагающегося в ТЗН при $V_g = 1$ В и достигающего величины 10^7 Ом/□ при $B = 10$ Тл (не показано на рисунке). В этой же точке по затворному напряжению происходит изменение знака зависимостей $\rho_{xy}(V_g)$. Слева от ТЗН, т.е. в дырочной области, при максимальном поле 4 Тл наблюдается лишь монотонная зависимость с небольшими перегибами. И наоборот, справа от ТЗН, где проводимость определяется высокоподвижными электронами, хорошо выраженные плато КЭХ на зависимости $\rho_{xy}(V_g)$ формируются уже при $B = 2$ Тл. Обратим внимание, что КЭХ имеет место и в областях V_g , в которых существуют дираковские и объемные электроны. Проведём более подробный анализ этой ситуации.

Зависимости $\rho_{xx}(B)$ при фиксированных значениях V_g представлены на рис. 19в, г. В целом наблюдаемая картина соответствует зависимостям от затворного напряжения: в дырочной стороне осцилляции ШдГ выражены достаточно слабо; на электронной стороне, напротив, за счёт высокой подвижности наблюдаются глубокие минимумы, свидетельствующие о реализации режима КЭХ, причём отчётливые плато ρ_{xy} формируются уже в магнитных полях порядка 2 Тл.

Однако в минимумах ρ_{xx} не наблюдается его экспоненциально малых значений даже при больших полях. Этот факт может указывать на возможные параллельные каналы проводимости, например по боковым поверхностям плёнки, расположенным вдоль приложенного поля. Электронная концентрация $N_s^{\text{SDH-high}}$, определённая по положению минимумов осцилляций ШдГ в сильных магнитных полях ($B > 1-2$ Тл), оказалась равной концентрации N_s^{Drude} , рассчитанной с помощью модели Друде. Их сравнение представлено на рис. 20г. Из факта совпадения $N_s^{\text{SDH-high}}$ и N_s^{Drude} следует, что факторы заполнения v определяются полной концентрацией N_s^{total} , т.е. суммой концентраций дираковских и объемных электронов. Аналогичным образом при больших отрицательных V_g дырочные концентрации, полученные из анализа осцилляций ШдГ в больших полях и из подгонки модели Друде, оказываются достаточно близкими по величине. Однако при приближении к ТЗН $P_s^{\text{SDH-high}}$ оказывается систематически меньше, чем P_s^{Drude} . На основании этого можно сделать вывод, что поведение КЭХ, когда уровень Ферми находится в валентной зоне, определяется разностью концентраций дырок и электронов. Ключевым является вывод о том, что в сильных магнитных полях поверхностные носители заряда также участвуют в формировании единых уровней Ландау.

Для проведения более подробного анализа поведения шубниковских осцилляций была построена зависимость номера N минимумов этих осцилляций, представленных

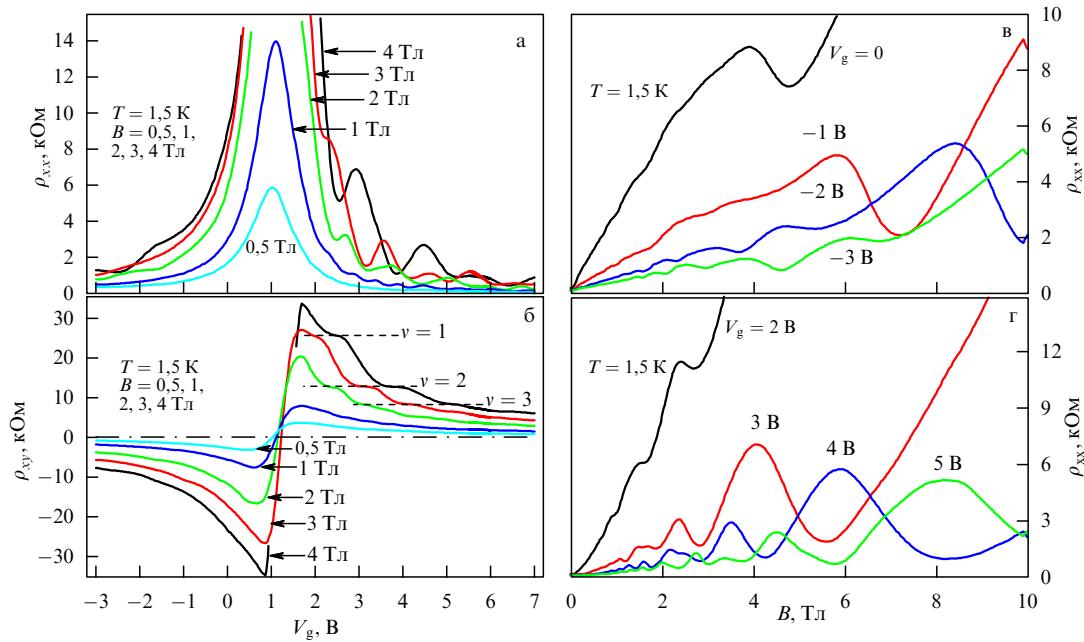


Рис. 19. (В цвете онлайн.) (а) Зависимости $\rho_{xx}(V_g)$, измеренные в различных магнитных полях при $T = 1,5$ К. (б) Зависимости $\rho_{xy}(V_g)$, измеренные в тех же условиях; горизонтальными штриховыми линиями показаны теоретические значения $h/(ve^2)$ соответствующих плато КЭХ. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ при фиксированных значениях V_g для дырочной (в) и электронной (г) областей.

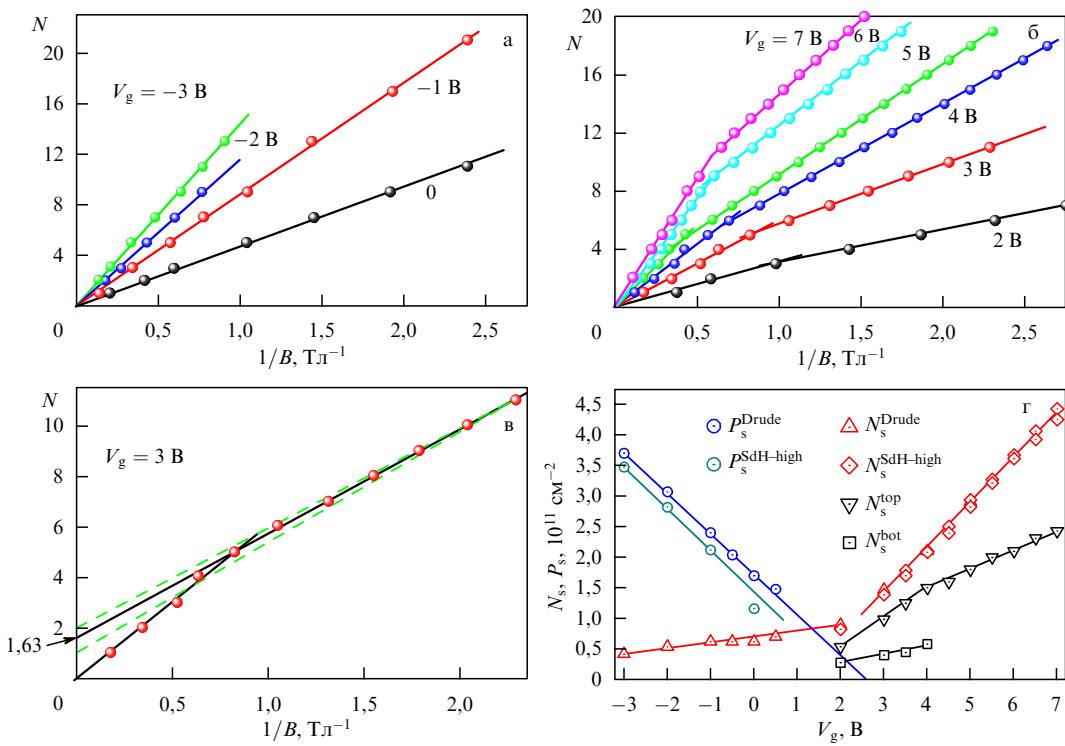


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Зависимости номеров N минимумов осцилляций, определённые из зависимостей $\rho_{xx}(B)$, представленных на рис. 19в, г, от B^{-1} для дырочной (а) и электронной (б) областей. (в) Зависимости $N(B^{-1})$ при $V_g = 3$ В; сплошные чёрные прямые соответствуют наилучшим подгонкам сильно- и слабополевой частей зависимости, стрелка у оси ординат указывает на точку пересечения с вертикальной осью; штриховые линии показывают возможные подгонки при условии пересечения вертикальной оси в точке с целым значением. (г) Сравнение электронной N_s и дырочной P_s концентраций, определённых различными способами: с помощью подгонки зависимостей $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ по модели Друде и с помощью анализа положения минимумов осцилляций ШдГ в сильных магнитных полях; концентрация дираковских электронов на верхней поверхности N_s^{top} определена из анализа осцилляций ШдГ в слабых полях, а на нижней, N_s^{bot} , — как разница между $N_s^{\text{ShdH-high}}$ и N_s^{top} .

на рис. 19в, г, от их положения по оси обратного магнитного поля $1/B$. Эти зависимости приведены на рис. 20а, б. Для дырочной стороны (рис. 19а, в) осцилля-

ции выражены слабо. В магнитных полях менее 1–2 Тл остаются различимыми лишь осцилляции с нечётными номерами при величине магнитного поля вплоть до

$B = 0,4$ Тл с соответствующими факторами заполнения, превышающими 10. Любая из полученных зависимостей хорошо аппроксимируется прямой линией, проходящей через начало координат. Наклон этой прямой соответствует упомянутой выше разностной дырочно-электронной концентрации $P_s^{\text{SdH-high}}$.

На электронной стороне осцилляции ШдГ выражены значительно сильнее (рис. 19г), независимо от того, находится ли уровень Ферми в щели или в зоне проводимости. Осцилляции остаются различимыми при магнитных полях величиной вплоть до порядка 0,25 Тл с соответствующими факторами заполнения, большими 20. Более внимательный анализ показывает, что на любой из представленных на рис. 20б зависимостей можно выделить области слабых и сильных магнитных полей с резким переходом между ними. В каждой из областей сохраняется периодичность осцилляций в обратном магнитном поле, однако наклоны прямых, соответствующие этим областям зависимостям $N(B^{-1})$, оказались различными. Концентрации, найденные из наклона этих прямых, различаются на 20–45 %.

Таким образом, наличие двух областей с различными наклонами не может быть объяснено каким-либо вырождением, снимаемым магнитным полем.

С другой стороны, наличие двух концентраций, определяемых периодичностью осцилляций ШдГ в слабом и сильном магнитных полях, может быть объяснено существованием двух (или более) групп носителей, каждая из которых имеет собственный набор уровней Ландау. Такая ситуация вполне возможна, если принять во внимание эффекты экранирования затвора верхней поверхностью. Тогда это приведёт к тому, что концентрации дираковских электронов на верхней и нижней поверхностях окажутся различными.

Предположим, что плоские зоны в исследуемой системе образуются вблизи нулевого затворного напряжения и при этом концентрации N_s^{top} и N_s^{bot} равны. Схематическое изображение зонной диаграммы исследуемой структуры при этом затворном напряжении, а также при других V_g , представлено на рис. 21. Фактически, когда $N_s^{\text{top}} = N_s^{\text{bot}}$, реализуется ситуация плоских зон. Однако при возрастании затворного напряжения концентрация N_s^{top} будет увеличиваться значительно быстрее, чем N_s^{bot} . Наиболее просто оценить отношение между скоростями заполнений $\alpha = (dN_s^{\text{top}}/dV_g)/(dN_s^{\text{bot}}/dV_g)$ поверхностей в отсутствие объёмных носителей, т.е. при $2 \leq V_g \leq 4$ В. В этих условиях искомое отношение даётся формулой $\alpha = 1 + (e^2 D d_{\text{HgTe}} / \epsilon_{\text{HgTe}} \epsilon_0)$, где D — плотность состояний дираковских электронов на верхней поверхности, d_{HgTe} и ϵ_{HgTe} — толщина и диэлектрическая постоянная плёнки теллурида ртути соответственно. Подставив типичные значения, получим $\alpha = 3–5$.

Таким образом, возникновение электрического поля в плёнке HgTe должно привести к различной концентрации электронов на верхней и нижней поверхностях. При $T = 4,2$ К основным механизмом рассеяния электронов будет их рассеяние на остаточных примесях. Тогда естественно предположить, что из двух одинаковых групп носителей группа с более высокой концентрацией будет обладать большей подвижностью и меньшим уширением уровней Ландау. В этом случае уровни Ландау на верхней поверхности будут меньше уширены и осцилляции ШдГ начнут формироваться для неё в меньших

полях. Вследствие этого период осцилляций ШдГ в слабых полях даёт концентрацию электронов только на верхней поверхности, в то время как в сильных полях квантуются обе группы носителей (к которым добавляются объёмные электроны при $V_g > 4$ В) и период осцилляций даёт их общую концентрацию.

Определённая таким образом зависимость представлена на рис. 20г. Поскольку в диапазоне $2 \leq V_g \leq 4$ В в системе присутствуют только поверхностные электроны, в этом диапазоне верно соотношение $N_s^{\text{Drude}} = N_s^{\text{SdH-high}} = N_s^{\text{top}} + N_s^{\text{bot}}$ и можно определить N_s^{bot} . Как и ожидалось, экспериментально найденная скорость dN_s^{bot}/dV_g заполнения оказывается в три раза меньше dN_s^{top}/dV_g . Обратим внимание на ещё одну особенность: резкий изгиб зависимости $N_s^{\text{top}}(V_g)$ при $V_g = 4$ В. Очевидно, что уменьшение наклона dN_s^{top}/dV_g при $V_g > 4$ В может быть связано только с уменьшением вклада плотности состояний поверхностных электронов в общую плотность состояний. Этот факт соответствует предложенной ранее картине энергетического спектра, в которой уровень Ферми при указанном затворном напряжении входит в зону проводимости.

Наконец, предположение о том, что низкополевая часть осцилляций ШдГ возникает за счёт дираковских фермионов, подтверждается фазой этих осцилляций, результаты анализа которой для системы в состоянии ТИ ($V_g = 3$ В) представлены на рис. 20в. Для высокополевой части зависимости выражение $(1/B_{\min})/\Delta_{1/B} = v^{\text{tot}}$ оказывается верным. Здесь $1/B_{\min}$ — положение минимумов в обратном магнитном поле, $\Delta_{1/B}$ — период осцилляций в обратном поле, определяемый полной концентрацией, v^{tot} — целое число, соответствующее полному фактору заполнения для всех видов электронов. Однако если аппроксимировать низкополевую часть зависимости $N(1/B_{\min})$ линейной зависимостью и продолжить её до пересечения с вертикальной осью, то пересечение произойдёт в точке 1,63. Полученная линейная зависимость описывается выражением $(1/B_{\min})/\Delta_{1/B} = v^{\text{tot}} + 0,63$, где v^{tot} — фактор заполнения электронов на верхней поверхности (определенный с точностью до целого числа), а величина 0,63 — фазовый сдвиг осцилляций. Попытки аппроксимировать низкополевую часть линейной зависимостью без учёта фазового сдвига (штриховые прямые на рис. 20в) дают худший результат. Таким образом, на низкополевых осцилляциях наблюдается фазовый сдвиг $0,63 \pm 0,023$, близкий к предсказанному значению 0,5 для спин-поляризованных дираковских фермионов [59].

4.4. Ёмкостная спектроскопия осцилляций Шубникова – де Гааза

Как видно из раздела 4.3, анализ шубниковских осцилляций указывает на наличие их аномальной фазы. Однако, поскольку транспортный отклик содержит параллельный вклад от обеих поверхностей топологического изолятора, это не позволяет сделать однозначный вывод о том, что транспортные осцилляции верхней поверхности не искажены вкладом нижней. Поэтому вывод о наблюдении аномальной фазы приходится делать с некоторой осторожностью.

В этом разделе мы покажем, что ёмкостная спектроскопия трёхмерного ТИ позволяет обойти указанную трудность и получить более точную и подробную информацию о поведении шубниковских осцилляций дву-

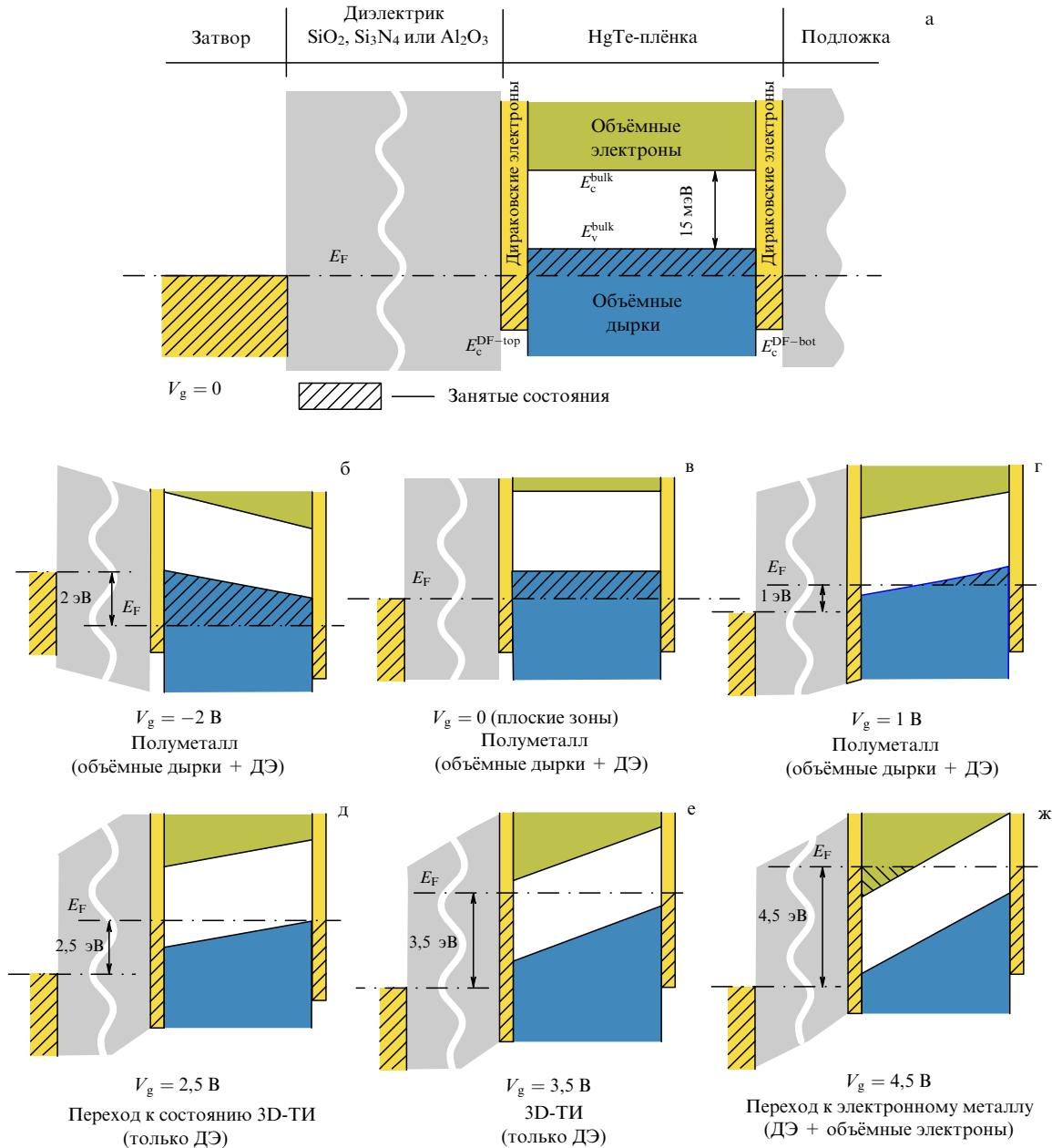


Рис. 21. (В цвете онлайн.) Схематическое изображение зонной диаграммы исследуемой системы при различных затворных напряжениях (падение напряжения в диэлектрике изображено не в масштабе). Дираковские точки для обеих поверхностей, обозначенные как E_c^{DF-top} и E_c^{DF-bot} , расположены в валентной зоне. Плоские зоны соответствуют нулевому напряжению на затворе. Приложенное затворное напряжение приводит к изгибу зон, при этом дальняя поверхность (bottom) частично экранируется ближней (top), а также объемными носителями. В диапазоне $2 \leq V_g \leq 4$ В уровень Ферми находится в щели (д, е), в то время как при $V_g < 2$ В в системе присутствуют объемные дырки (а–г), а при $V_g > 4$ В — объемные электроны (ж).

мерных дираковских фермионов на одной (верхней) поверхности и тем самым продемонстрировать аномальное поведение их фазы, обусловленное жесткой топологической связью спина и импульса.

На рисунке 22 приведены структура исследуемого образца и эквивалентная схема при измерении ёмкостного отклика. Из схемы хорошо видно, что ёмкость верхних ДФ отделена от ёмкости нижних ДФ ёмкостью пленки и, таким образом, ёмкостный отклик верхней поверхности исследуемого ТИ должен "чувствовать" влияние нижней в значительно меньшей степени, чем в случае измерения транспортного отклика. Детальные измерения ёмкостных осцилляций Шубникова – де Гааза

подтвердили указанное предположение. Результаты измерений показали, что, когда уровень Ферми находится в щели ТИ, в широком диапазоне магнитных полей наблюдаются ёмкостные осцилляции только верхних ДФ, демонстрирующие аномальную fazу. Ниже подробно обсудим сказанное.

На рисунке 23б показана зависимость ёмкости $C(V_g)$ от затворного напряжения в отсутствие магнитного поля и при $B = 2$ Тл. Видно, что в отсутствие магнитного поля $C(V_g)$ имеет вид зависимости с минимумом, который, как показывает сопоставление с транспортными данными (рис. 23а), соответствует прохождению уровня Ферми объемной щели, а приложение магнитного поля

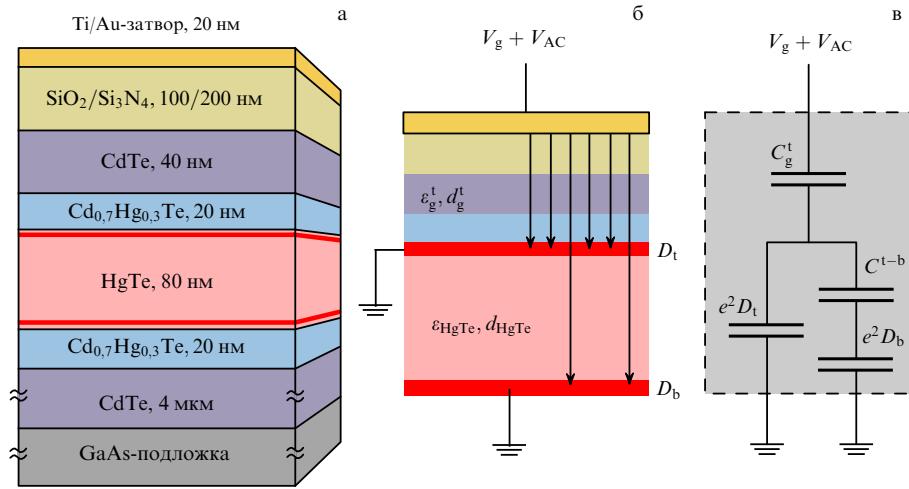


Рис. 22. (В цвете онлайн.) (а) Схематический разрез исследуемой структуры. (б) Схема подключения слоёв к источнику затворного напряжения и картина силовых линий электрического поля. (в) Эквивалентная схема ёмкости структуры. V_{AC} — измерительный переменный сигнал, ϵ_g^t — диэлектрическая проницаемость слоя изолятора между затвором и верхней поверхностью плёнки HgTe, d_g^t — толщина этого слоя, ϵ_{HgTe} — диэлектрическая проницаемость HgTe, d_{HgTe} — толщина плёнки HgTe, C_g^t — ёмкость между затвором и верхней поверхностью плёнки HgTe, C^{t-b} — ёмкость между верхней и нижней поверхностями плёнки HgTe, D_t — плотность состояний ДФ на верхней поверхности, D_b — плотность состояний ДФ на нижней поверхности.

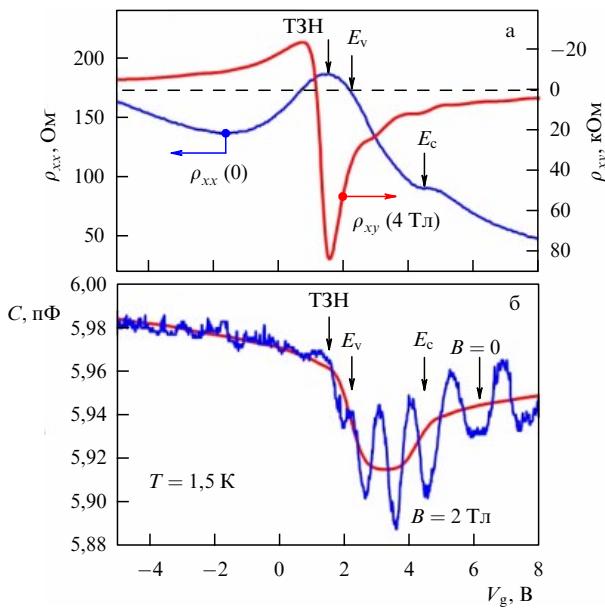


Рис. 23. (В цвете онлайн.) (а) Зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ и $\rho_{xy}(V_g)$. (б) Зависимость ёмкости от затворного напряжения в нулевом магнитном поле и в поле 2 Тл.

приводит к возникновению осцилляций Шубникова – де Гааза. Ясно видно, что осцилляции практически отсутствуют, когда уровень Ферми расположен в валентной зоне, и имеют заметную величину, когда он проходит объёмную щель и зону проводимости. Подобное поведение отражает заметное увеличение подвижности ДФ при выходе уровня Ферми из валентной зоны.

Анализ периода осцилляций внутри щели показывает, что при всех магнитных полях они определяются невырожденными уровнями Ландау ДФ на верхней поверхности. Подобный факт свидетельствует о том, что, как и следовало ожидать, двумерные ДФ верхней поверхности образуют спин-поляризованную систему,

указывая тем самым на её топологическую природу. Одним из ярких свидетельств этой природы является поведение фазы осцилляций Шубникова – де Гааза [59], определяемой выражением

$$\frac{1/B_{\min,n}}{\Delta_{1/B}} = n + \delta.$$

Здесь $B_{\min,n}$ — положение n -го минимума осцилляций, $\Delta_{1/B}$ — период осцилляций в обратном магнитном поле. Пользуясь этим выражением, можно определить фазу линейной экстраполяцией к нулю зависимости периода осцилляций в шкале обратного магнитного поля $1/B$ от номера осцилляций n . Благодаря отмеченной выше селективности ёмкостной спектроскопии, позволяющей исследовать осцилляции ДФ только верхней поверхности ТИ, необходимый набор осцилляций может быть с высокой точностью получен в широком диапазоне магнитных полей путём измерения зависимостей $C(B)$ при заданных V_g .

На рисунке 24а показаны определённые таким образом зависимости $1/B$ от n . Там же для сравнения приведена аналогичная зависимость, но построенная на основе анализа данных магнитотранспорта при $V_g = 6$ В, когда уровень Ферми находится глубоко в зоне проводимости. Ясно видно, что в то время как минимумы, полученные из анализа ёмкости, хорошо описываются прямыми, пересекающими горизонтальную ось с ожидаемым сдвигом от нуля, соответствующая зависимость для минимумов осцилляций в транспорте описывается только с помощью двух прямых, разделяющих полученную зависимость на слабополевую и сильно-полевую области. В слабых полях, когда осцилляции магнитотранспорта возникают только от верхней поверхности и тем самым повторяют поведение магнитоёмкости, полученный из транспортных данных фазовый сдвиг $\Delta_{\text{transport}} = 0,72 \pm 0,04$ демонстрирует такое же значение, которое найдено из ёмкостных данных, $\Delta_{\text{capacitance}} = 0,7 \pm 0,04$. В сильных полях в формировании транс-

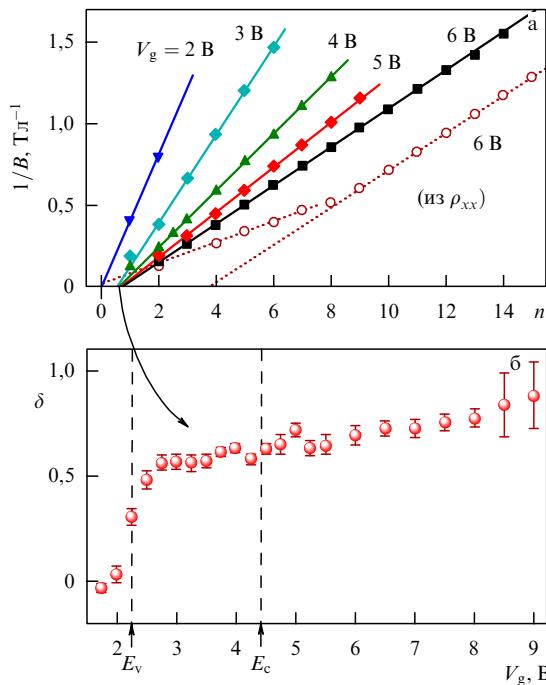


Рис. 24. (В цвете онлайн.) (а) Зависимости положения минимумов осцилляций магнитоёмкости и магнитопроводимости (зависимость с изломом) в обратном магнитном поле, измеренные при фиксированных затворных напряжениях $V_g = 2, 3, \dots, 6$ В, от номера n осцилляций. Через экспериментальные зависимости проведены подгоночные прямые, экстраполированные до пересечения с горизонтальной осью. Точка пересечения прямых с осью соответствует фазе осцилляций δ , связываемой с фазой Берри дираковских электронов. (б) Зависимость δ , полученная из данных на рис. а, от затворного напряжения.

портных осцилляций участвуют несколько групп носителей, а извлечённый из подгонки данных в этой области сдвиг уже близок к нулю, как ожидается для обычной двумерной электронной системы. На рисунке 24б показана эволюция фазы δ , извлечённой из ёмкостных данных, для всех положений уровня Ферми. Прекрасно видно, что δ близка к 0,5 как раз тогда, когда уровень Ферми расположен в объёмной щели, т.е. когда осцилляции ёмкости формируются только топологически устойчивыми двумерными ДФ верхней поверхности. Как только E_F попадает в валентную зону, фаза быстро обращается в нуль и, напротив, постепенно возрастает при увеличении V_g , приближаясь к единице при максимальных положительных V_g . Последнее наблюдение может быть объяснено гибридизацией поверхностных и объёмных носителей глубоко в зоне проводимости.

5. Заключение

Целью данного обзора не являлся как можно более широкий охват работ, связанных с топологическими изоляторами на основе HgTe. Скорее, наоборот, мы пытались изложить наиболее важные и принципиальные факты, которые требуется знать любому специалисту, приступающему к изучению топологических HgTe-изоляторов. Тем не менее следует упомянуть в первую очередь работы по изучению фотогальванических эффектов в указанных изоляторах [60–62], в особенности наблюдение генерации киральных спиновых фототоков

в двумерном ТИ [61]. Также упомянем работы по терагерцевой магнитоспектроскопии трёхмерных ТИ, в которых впервые были измерены эффективные массы поверхностных дираковских фермионов [63, 64]. Наконец, нельзя не отметить работы по магнитооптическим [65, 66] и магнитотранспортным [67–69] исследованиям двойных гетероструктур CdHgTe/HgTe/CdHgTe, важные для понимания поведения ТИ.

В заключение ещё раз подчеркнём, что HgTe является единственным материалом, на основе которого удается реализовать как двумерные, так и трёхмерные ТИ. Представленные результаты показывают, что транспортный и фотоэлектрический отклики отражают все особенности, связанные с основными свойствами ТИ: наличием поверхностных (краевых одномерных в случае двумерного ТИ и поверхностных двумерных в случае трёхмерных ТИ) состояний и жёсткой топологической связью спина и импульса электрона. В случае двумерного ТИ это прежде всего существование нелокального транспорта как в баллистическом, так в диффузионном режимах.

Наиболее важное теоретическое предсказание о топологической защите от обратного рассеяния в двумерных ТИ в экспериментальных образцах, строго говоря, не наблюдается: точность квантования баллистического сопротивления не превышает 10 %, а длина свободного пробега составляет несколько микрометров.

Трёхмерный топологический изолятор на основе напряжённой пленки HgTe является наиболее чистым из всех известных к настоящему времени трёхмерных ТИ. Подвижность дираковских электронов в нём достигает 5×10^5 см 2 В $^{-1}$ с $^{-1}$. Отмеченное свойство позволило найти все его основные параметры: величину объёмной щели, концентрацию ДЭ на верхней и нижней поверхностях ТИ, а также величину их эффективной массы. Это также позволило надёжно установить наличие фазы Берри в осцилляциях Шубникова – де Гааза, существование которой отражает наиболее важное свойство ТИ — жёсткую связь спина и импульса электрона.

Имеется целый ряд связанных с физикой ТИ пока нерешённых, а также возникших новых задач, которые можно решить, изучая топологические изоляторы на основе HgTe. Перечислим некоторые из задач: 1) установление роли топологической защиты в кинетических процессах (неравновесные явления, шумы, локализация) [70, 71]; 2) определение оптических свойств ТИ [55]; 3) изучение свойств гибридных систем на основе ТИ [72, 73]; 4) установление свойств наноструктурированных систем на основе ТИ [74, 75].

Таким образом, дальнейшее исследование топологических изоляторов на основе HgTe представляет несомненный интерес.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-12-10041-П).

Список литературы

1. Hasan M Z, Kane C L *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045 (2010)
2. Qi X-L, Zhang S-C *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057 (2011)
3. Панкратов О А УФН **188** 1226 (2018); Pankratov O A *Phys. Usp.* **61** 1116 (2018)
4. Durnev M V, Tarasenko S A *Ann. Physik* **531** 1800418 (2019)
5. Plank H, Ganichev S D *Solid-State Electron.* **147** 44 (2018)
6. Тарасенко С А УФН **188** 1129 (2018); Tarasenko S A *Phys. Usp.* **61** 1026 (2018)
7. Веденеев С И УФН **187** 411 (2017); Vedeneev S I *Phys. Usp.* **60** 385 (2017)

8. König M et al. *Science* **318** 766 (2007)
9. Roth A et al. *Science* **325** 294 (2009)
10. König M et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 031007 (2008)
11. Olshanetsky E B et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 126802 (2015)
12. Kvon Z D et al. *Письма в ЖЭТФ* **104** 729 (2016); *JETP Lett.* **104** 716 (2016)
13. Gusev G M et al. *Phys. Rev. B* **84** 121302(R) (2011)
14. Gusev G M et al. *Phys. Rev. B* **87** 081311(R) (2013)
15. Grabbecki G et al. *Phys. Rev. B* **88** 165309 (2013)
16. Du L et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 096802 (2015)
17. Xu Y et al. *Nat. Phys.* **10** 956 (2014)
18. Yoshimi R et al. *Nat. Commun.* **6** 6627 (2015)
19. Brüne C et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 126803 (2011)
20. Kozlov D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 196801 (2014)
21. Kozlov D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 166802 (2016)
22. Лифшиц И М, Пекар С И УФН **56** 531 (1955)
23. Дьяконов М И, Хаецкий А В *Письма в ЖЭТФ* **33** 115 (1981); D'yakonov M I, Khaetskii A V *JETP Lett.* **33** 110 (1981)
24. Волков В А, Пинскер Т Н *ФТТ* **23** 1756 (1981); Volkov V A, Pinskyer T N *Sov. Phys. Solid State* **23** 1022 (1981)
25. Дьяконов М И, Хаецкий А В *ЖЭТФ* **82** 1584 (1982); D'yakonov M I, Khaetskii A V *Sov. Phys. JETP* **55** 917 (1982)
26. Сурик Р А *ФТП* **20** 2008 (1986); Suris R A *Sov. Phys. Semicond.* **20** 1258 (1986)
27. Gerchikov L G, Subashiev A V *Phys. Status Solidi B* **160** 443 (1990)
28. Волков Б А, Панкратов О А *Письма в ЖЭТФ* **42** 145 (1985); Volkov B A, Pankratov O A *JETP Lett.* **42** 178 (1985)
29. Pankratov O A, Pakhomov S V, Volkov B A *Solid State Commun.* **61** 93 (1987)
30. Kane C L, Mele E J *Phys. Rev. Lett.* **95** 146802 (2005)
31. Kane C L, Mele E J *Phys. Rev. Lett.* **95** 226801 (2005)
32. Bernevig B A, Zhang S-C *Phys. Rev. Lett.* **96** 106802 (2006)
33. Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S-C *Science* **314** 1757 (2006)
34. Moore J E, Balents L *Phys. Rev. B* **75** 121306(R) (2007)
35. Thouless D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **49** 405 (1982)
36. Levine H, Libby S B, Pruisken A M M *Phys. Rev. Lett.* **51** 1915 (1983)
37. Хмельницкий Д Е *Письма в ЖЭТФ* **38** 454 (1983); Khmel'nitskii D E *JETP Lett.* **38** 552 (1983)
38. Zhang H, Zhang S-C *Phys. Status Solidi RRL* **7** 72 (2013)
39. Dai X et al. *Phys. Rev. B* **77** 125319 (2008)
40. Квон З Д и др. *Письма в ЖЭТФ* **87** 588 (2008); Kvon Z D et al. *JETP Lett.* **87** 502 (2008)
41. Квон З Д и др. *ФНТ* **37** 258 (2011); Kvon Z D et al. *Low Temp. Phys.* **37** 202 (2011)
42. Raichev O E *Phys. Rev. B* **85** 045310 (2012)
43. Abanin D A et al. *Science* **332** 328 (2011)
44. König M et al. *Phys. Rev. X* **3** 021003 (2013)
45. Nowack K C et al. *Nat. Mater.* **12** 787 (2013)
46. Rahim A et al. *2D Mater.* **2** 044015 (2015)
47. Dogopolov V T, Kravchenko G V, Shashkin A A *Solid State Commun.* **78** 999 (1991)
48. Abanin D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 196806 (2007)
49. Gusev G M et al. *Phys. Rev. B* **89** 125305 (2014)
50. Väyrynen J I, Goldstein M, Glazman L I *Phys. Rev. Lett.* **110** 216402 (2013)
51. Väyrynen J I et al. *Phys. Rev. B* **90** 115309 (2014)
52. Maciejko J, Qi X-L, Zhang S-C *Phys. Rev. B* **82** 155310 (2010)
53. Gusev G M et al. *Phys. Rev. B* **88** 195305 (2013)
54. Artemenko S N, Kaladzhyan V O *Письма в ЖЭТФ* **97** 88 (2013); *JETP Lett.* **97** 82 (2013)
55. Durnev M V, Tarasenko S A *J. Phys. Condens. Matter* **31** 035301 (2019)
56. Абрикосов А А *Основы теории металлов* (М.: Наука, 1987); Пер. на англ. яз.: Abrikosov A A *Fundamentals of the Theory of Metals* (Amsterdam: North-Holland, 1988)
57. Kittel Ch *Introduction to Solid State Physics* (New York: Wiley, 1971); Пер. на русск. яз.: Киттель Ч *Введение в физику твердого тела* (М.: Наука, 1978)
58. Ольшанецкий Е Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **89** 338 (2009); Olshanetsky E B et al. *JETP Lett.* **89** 290 (2009)
59. Taskin A A, Ando Y *Phys. Rev. B* **84** 035301 (2011)
60. Dantscher K-M et al. *Phys. Rev. B* **92** 165314 (2015)
61. Dantscher K-M et al. *Phys. Rev. B* **95** 201103(R) (2017)
62. Candussio S et al. *Phys. Rev. Mater.* **3** 054205 (2019)
63. Shubaev A M et al. *Phys. Rev. B* **87** 121104(R) (2013)
64. Shubaev A et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 241902 (2013)
65. Ikonnikov A V et al. *Phys. Rev. B* **94** 155421 (2016)
66. Marcinkiewicz M et al. *Phys. Rev. B* **96** 035405 (2017)
67. Minkov G M et al. *Phys. Rev. B* **93** 155304 (2016)
68. Minkov G M et al. *Phys. Rev. B* **96** 035310 (2017)
69. Миньков Г М и др. *Письма в ЖЭТФ* **110** 274 (2019); Minkov G M et al. *JETP Lett.* **110** 301 (2019)
70. Tikhonov E S et al. *Письма в ЖЭТФ* **101** 787 (2015); *JETP Lett.* **101** 708 (2015)
71. Piatrusha S U et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 056801 (2019)
72. Кононов А А, Девятов Э В *Письма в ЖЭТФ* **104** 831 (2016); Kononov A A, Devyatov E V *JETP Lett.* **104** 811 (2016)
73. Ioselevich P A, Ostrovsky P M, Feigel'man M V *Phys. Rev. B* **86** 035441 (2012)
74. Maier H et al. *Nat. Commun.* **8** 2023 (2017)
75. Ziegler J et al. *Phys. Rev. B* **97** 035157 (2018)

Topological insulators based on HgTe

Z.D. Kvon^(1,2,a), D.A. Kozlov^(1,2,b), E.B. Olshanetsky^(1,c), G.M. Gusev⁽³⁾, N.N. Mikhailov⁽¹⁾, S.A. Dvoretsky⁽¹⁾

⁽¹⁾ *Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
prosp. Akademika Lavrent'eva 13, 630090 Novosibirsk, Russian Federation*

⁽²⁾ *Novosibirsk State University, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation*

⁽³⁾ *Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 135960-170, São Paulo, SP, Brazil*

E-mail: ^(a) *kvon@isp.nsc.ru*, ^(b) *dymask@gmail.com*, ^(c) *eolsh@isp.nsc.ru*

The most interesting experimental results obtained in studies of 2D and 3D topological insulators (TIs) based on HgTe quantum wells and films are reviewed. In the case of 2D TIs, these include the observation of nonlocal ballistic and diffusion transport, the magnetic breakdown of 2D TIs, and an anomalous temperature dependence of edge-channel resistance. In 3D TIs, a record-setting high mobility (up to $5 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$) of surface two-dimensional Dirac fermions (DFs) has been attained. This enabled determination of all of the TI's main parameters (volume gap and density of Dirac fermions on both of its surfaces) and provided information on the phase of the DF's Shubnikov-de Haas oscillations, which indicates the rigid topological coupling between the fermion's spin and momentum. Prospects for further research are discussed in the conclusion.

Keywords: topological insulators, edge state transport, quantum well, inverted energy spectrum

PACS numbers: 73.43.Qt, 73.63.Hs

Bibliography — 75 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (7) 673–692 (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.10.038669>

Received 13 May 2019, revised 25 September 2019

Physics – Uspekhi **63** (7) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.10.038669>