Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 3, с. 174 – 186

Фото- и термоэлектрические явления в двумерных топологических изоляторах и полуметаллах на основе HgTe квантовых ям (Миниобзор)

З. Д. Квон[+*1)], М. Л. Савченко[+*], Д. А. Козлов[+*], Е. Б. Ольшанецкий[+], А. С. Ярошевич[+], Н. Н. Михайлов[+*]

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

[*]Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 8 июня 2020 г.
После переработки 11 июня 2020 г.
Принята к публикации 11 июня 2020 г.

Дан краткий обзор экспериментальных исследований фото- и термоэлектрических явлений в двумерных топологических изоляторах и полуметаллах на основе HgTe квантовых ям.

DOI: 10.31857/S1234567820150069

Введение. Квантовые ямы на основе HgTe благодаря тому, что их свойства полностью определяются релятивистскими эффектами, оказались в последние 10–15 лет объектами интенсивных исследований, так как на их основе можно реализовать ряд принципиально новых низкоразмерных электронных систем. Поэтому начнем с краткого анализа их энергетического спектра. На рисунке 1a показан качественный вид зависимости энергии дна основных подзон размерного квантования в HgTe яме от ее толщины d. Из него видно, что поведение спектра принципиальным образом зависит от толщины ямы, и условно его можно разделить на три области: область при $d < d_c$, где реализуется прямозонный двумерный изолятор, щель которого уменьшается с ростом толщины; при критической толщине ямы, равной в зависимости от ориентации и деформации квантовой ямы $d_c = (6.2-6.5)$ нм, она схлопывается, и затем с дальнейшим ростом d возникает вторая область, где существует двумерный изолятор уже с инверсными зонами (двумерный топологический изолятор) [1–3], и наконец при $d > (14-16)$ нм возникает полуметаллическое состояние [4, 5], вызванное перекрытием дырочно-подобных зон H1 (зона проводимости) и H2 (валентная зона). Поскольку далее у нас речь пойдет о свойствах двумерных топологических изоляторов (ДТИ) и полуметаллов (ДП), нас будет интересовать только вторая ($d = (8-9)$ нм) и третья ($d = (20-22)$ нм) области. Энергетический спектр ДТИ, рассчитанный в работе [6] для поверхностей (100) и (013), показан на рис. 1b. Как видно, в своих основных характеристиках этот спектр слабо зависит от ориентации поверхности. В обоих случаях критическая толщина $d_c = (6.2-6.3)$ нм. Также видно, что состояние двумерного топологического изолятора (ТИ) с наибольшей щелью, характеризующееся наиболее простой s-p инверсией, реализуется при толщине $(8.2-8.5)$ нм. В этом случае величина щели равна приблизительно 30 мэВ. Закон дисперсии для краевых и объемных состояний в яме толщиной 8.5 нм и ориентацией (013) показан на рис. 1c. На рисунке 2 показан пример энергетического спектра уже двумерного полуметалла в яме толщиной 20 нм и с ориентацией (100). Краткому описанию наиболее интересных результатов экспериментального исследования фото- и термоэлектрических свойств указанных систем посвящен данный обзор.

1. Терагерцовое и микроволновое фотосопротивление двумерного топологического изолятора [7, 8]. Опишем вначале экспериментальные образцы, использованные для исследования фотоэлектрических свойств двумерного топологического изолятора. Они имели специальную геометрию полевого мезоскопического холловского транзистора и были изготовлены на основе HgTe ям толщиной 8–8.3 нм с помощью фотолитографии с последующим нанесением диэлектрика и напылением полупрозрачного металлического затвора. Фотография типичного готового образца показана на рис. 3a. На рисунке 3b представлены его транспортные характеристики. На указанном рисунке приведены зависимости от эффективного затворного напряжения V_g^{eff} ($V_g^{\text{eff}} = V_g - V_g^{\max}$, V_g – затворное напряжение, $V_g^{\max}$ – величина затворного напряжения, со-

1)e-mail: kvon@isp.nsc.ru

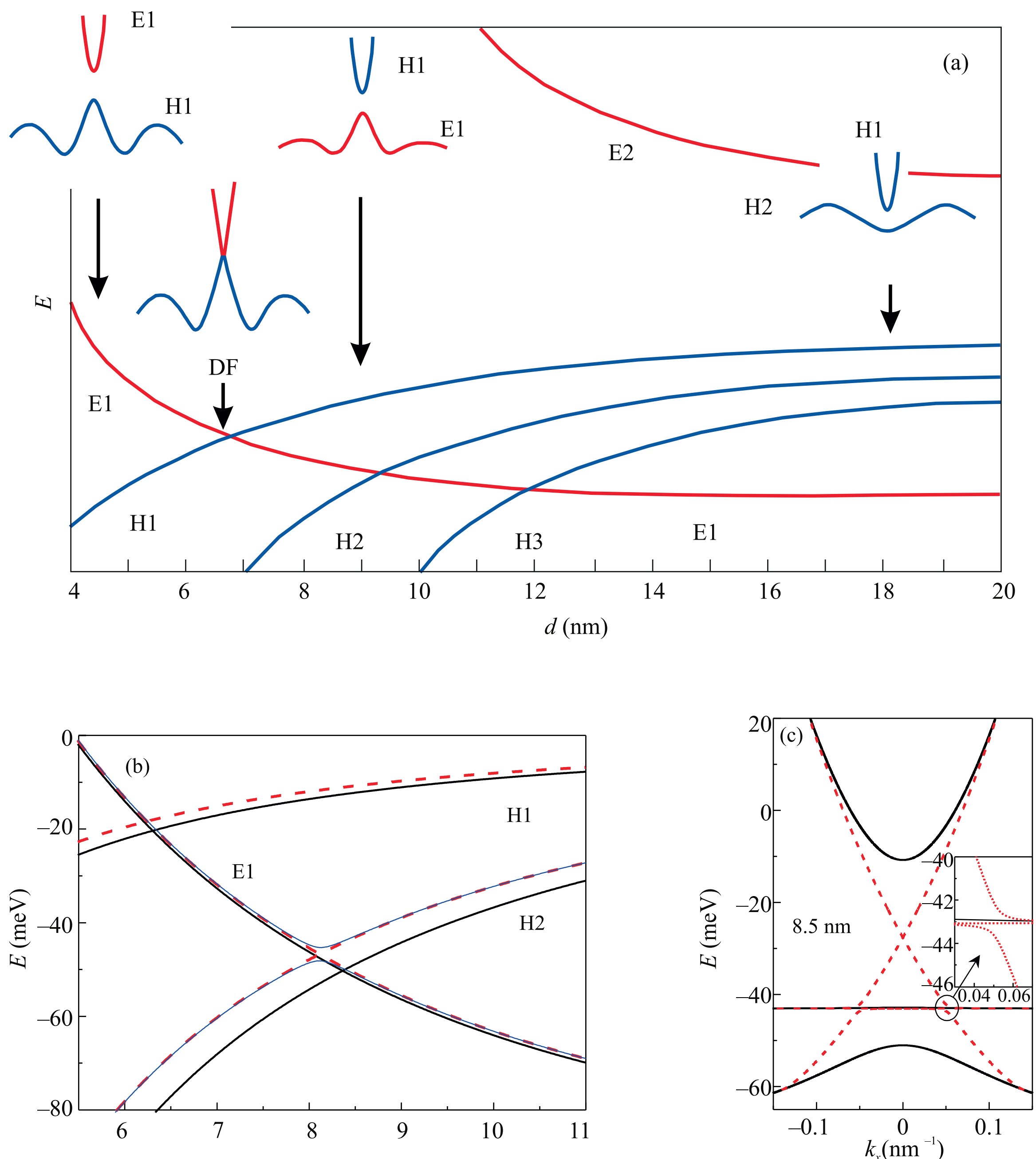

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Качественный вид зависимости энергии дна подзон (E1 и E2 – энергия дна электронных подзон, H1, H2 и H3 – энергии дна дырочных подзон) размерного квантования HgTe ямы от ее толщины. (b) – Зависимость энергии дна подзон от толщины в диапазоне 5.5–11 нм (сплошные линии – ориентация поверхности (100), штриховые – ориентация (013)). (c) – Закон дисперсии объемных и краевых состояний для HgTe ямы с ориентацией (013) и $d = 8.5$ нм [6]

ответствующая максимуму локального сопротивления) холловского сопротивления $R_H(V_g^{\mathrm{eff}})$ и локального сопротивления $R^L_{1645}(V_g^{\mathrm{eff}})$, измеренного на самой короткой части образца, для которой расстояние между потенциометрическими контактами (контакты 4 и 5 на рис. 3a) было равно 2.8 мкм. Наблюдается картина, качественно совпадающая с той, что получается для всех двумерных ТИ в HgTe квантовых ямах [1, 2, 9, 10]. Сопротивление мало (порядка 1 кОм/квадрат) при смещениях, соответствующих

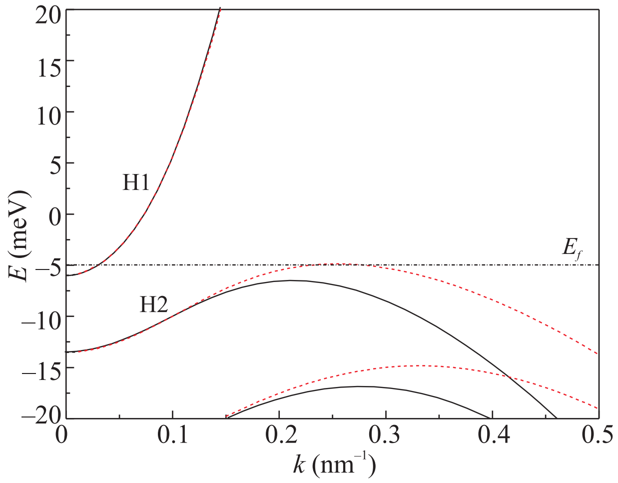

Рис. 2. (Цветной онлайн) Закон дисперсии в зоне проводимости и валентной зоне HgTe квантовой ямы толщиной 20 нм и ориентацией (100)

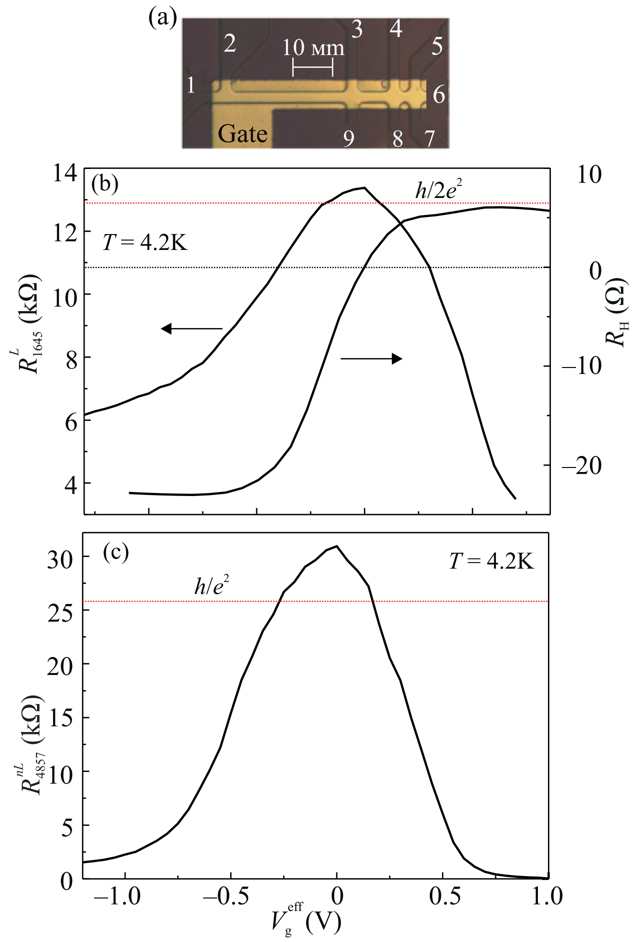

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Фотография микроструктуры специальной холловской геометрии. (b) – Зависимости локального $R^L_{1645}(V_g^{\rm eff})$ при $B = 0$ и холловского $R_H(V_g^{\rm eff})$ при $B = 1$ Тл сопротивлений от эффективного затворного напряжения. (c) – Зависимость нелокального сопротивления $R^{nL}_{4857}(V_g^{\rm eff})$ от эффективного затворного напряжения

положению уровня Ферми ($E_{\rm F}$) в зоне проводимости, проходит через максимум (равный в данном случае 13.4 кОм) в точке зарядовой нейтральности (CNP), совпадающей с $V_g^{\max}$ (в этот момент $E_{\rm F}$ проходит через дираковскую точку), затем начинает уменьшаться, достигая значений нескольких кОм/квадрат при попадании уровня Ферми в валентную зону. При этом зависимость $R_H(V_g^{\rm eff})$ проходит через нуль, меняя знак. Там же (рис. 3c) показано поведение нелокального сопротивления образца $R^{nL}_{4857}(V_g^{\rm eff})$, когда в качестве токовых и потенциометрических контактов служили, соответственно, контакты 4–8 и 5–7. Как и следовало ожидать, сигнал нелокального сопротивления значительно меньше локального, когда уровень Ферми расположен в разрешенных зонах. В CNP он почти в три раза превышает локальный сигнал, что полностью подтверждает именно краевой характер транспорта. Проанализируем приведенные данные. Значение локального сопротивления R^L_{1645} в максимуме близко к величине $h/2e^2$ (отмечено штриховой линией на рис. 3b). Это означает, что на самом малом по размеру (около 10 мкм вдоль края образца) участке исследуемой холловской структуры реализуется практически баллистический транспорт. Значение нелокального сопротивления R^{nL}_{4857} определяется разделением идущего через контакты 4–8 тока между частью образца с баллистическим транспортом и частью с диффузионным. По этой причине оно имеет значение, лежащее между $2h/e^2$ и h/e^2. Величина h/e^2 отмечена на рис. 3b и с штриховой линией.

Рисунок 4a показывает типичные результаты измерения зависимости локального фотосопротивления (ФС) образца $\Delta R^L_{1645}(V_g^{\rm eff})$ от эффективного затворного напряжения при его облучении терагерцовым излучением на длине волны 118 мкм мощностью около 20 мВт. Для удобства сравнительного анализа на этом же рисунке приведена зависимость $R^L_{1645}(V_g^{\rm eff})$. Поведение зависимости нелокального ФС $\Delta R^{nL}_{4857}(V_g^{\rm eff})$ при тех же значениях мощности показано на рис. 4b. Там же приведена зависимость $R^{nL}_{4857}(V_g^{\rm eff})$. Опишем теперь приведенные данные. Хорошо видно, что и локальное и нелокальное ФС равны практически нулю, когда уровень Ферми расположен в разрешенных зонах, и появляются только, когда уровень Ферми входит в запрещенную зону, причем знак ФС является отрицательным, т.е. сопротивление образца уменьшается под воздействием излучения. При достижении CNP обе зависимо-

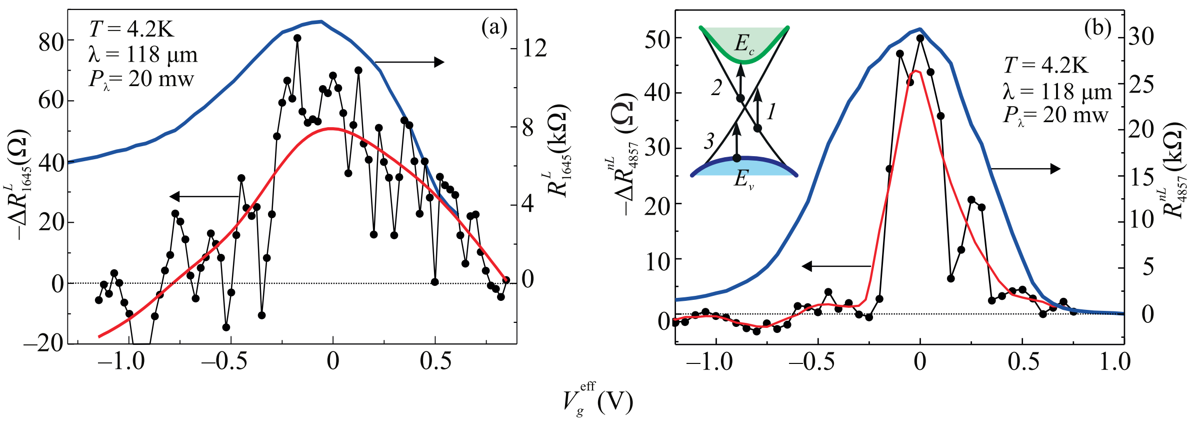

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости локальных сопротивления и терагерцового ФС от эффективного затворного напряжения. (b) – Зависимости нелокальных сопротивления и терагерцового ФС от эффективного затворного напряжения (на вставке показаны возможные типы оптических переходов под действием терагерцового излучения)

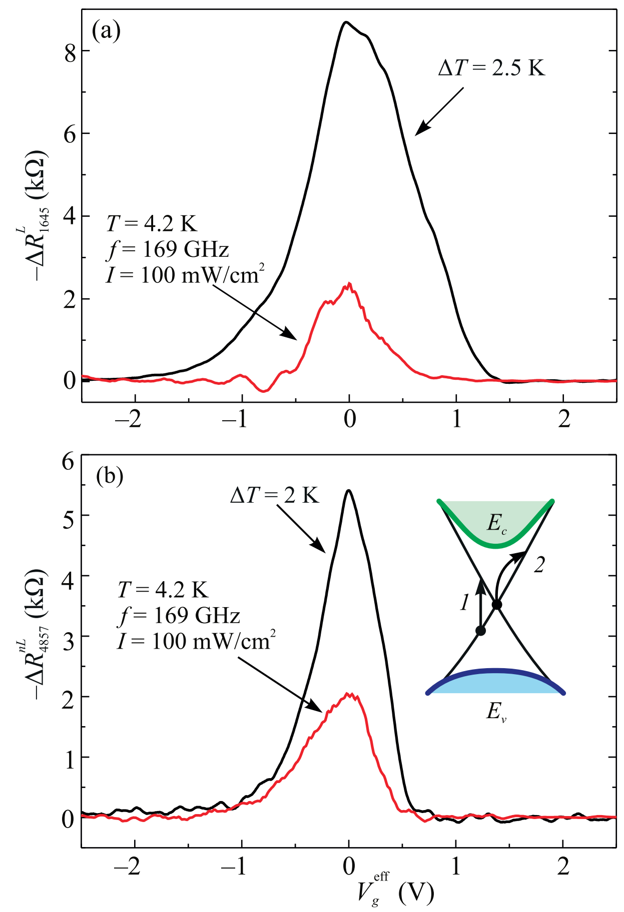

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости локального микроволнового ФС $\Delta R^L_{1645}(V_g^{\text{eff}})$ и разогревной добавки $\Delta R^{\Delta T}(V_g^{\text{eff}})$ от эффективного затворного напряжения. (b) – Зависимости нелокального микроволнового ФС $\Delta R^L_{4875}(V_g^{\text{eff}})$ и разогревной добавки $\Delta R^{\Delta T}(V_g^{\text{eff}})$ от эффективного затворного напряжения

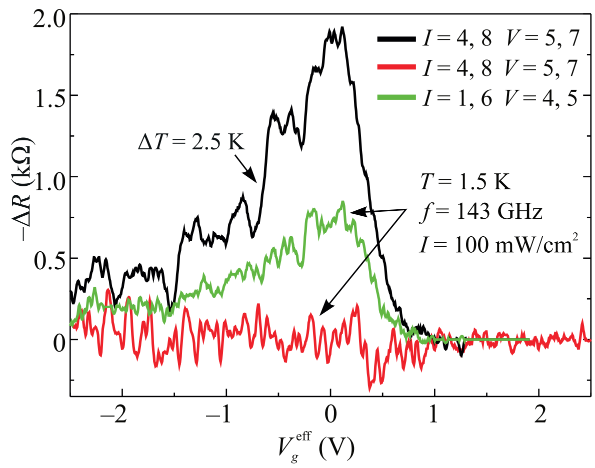

Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимости локального $\Delta R^L_{1645}(V_g^{\text{eff}})$ и нелокального $\Delta R^{nL}_{4857}(V_g^{\text{eff}})$ микроволнового ФС, а также разогревной добавки $\Delta R^{\Delta T}(V_g^{\text{eff}})$ от эффективного затворного напряжения для образцов с объемной утечкой

сти проходят через максимум, в котором их величина составляет (0.1–0.5) % от полного сопротивления. Обсудим полученные результаты. В нашем случае возможны три типа переходов (вставка к рис. 4b): 1) между дираковскими ветками одномерных краевых состояний; 2) между электронной дираковской веткой и зоной проводимости; 3) между валентной зоной и дырочной дираковской веткой. Очевидно, что переходы последних двух типов привели бы к появлению максимумов ФС вблизи разрешенных зон, т.е. справа (для переходов второго типа) или слева (для переходов третьего типа) от CNP на зависимостях ФС от V_g^{eff}. Подобного поведения в эксперименте не наблюдается. Таким образом, анализ проведенных измерений теграгерцового фотосопротивления показывает, что она, скорее всего, обусловлена оптическими переходами именно между краевыми ветками. Первоначальный анализ поглощения на указанных переходах показал, что дипольные переходы между краевыми дираковскими ветками запрещены, и существуют только значительно более слабые магнитодипольные. Однако недавно в работе [11] было установлено, что подобный вывод не является справедливым для HgTe квантовых ям, так как не учитывает нарушения пространственной инверсии на границах этих ям с барьерными HgCdTe слоями. В [11] было показано, что вследствие нарушения инверсионной симметрии на указанных границах прямые дипольные переходы между краевыми ветками разрешены и были получены выражения для коэффициента поглощения. Тем самым экспериментальный вывод о том, что наблюдаемое в эксперименте терагерцовое ФС ДТИ в HgTe квантовой яме вызвано переходами между краевыми ветками был подтвержден в [11] теоретически. Фотосопротивление, возникновение которого обусловлено аналогичным механизмом, было обнаружено и в микроволновом отклике при воздействии на образец излучения в диапазоне частот 110–169 ГГц (рис. 5a и b). При исследовании микроволнового ФС в образцах с небольшой объемной утечкой (сопротивление объема больше краевого только на порядок) был обнаружен еще один механизм, связанный с воздействием излучения на объем (рис. 6), наблюдаемый только в нелокальной геометрии. Его можно объяснить следующим образом. Падающее на образец излучение меняет объемное сопротивление за счет разогревного эффекта. Тем самым оно изменяет величину объемной утечки, но это изменение столь мало, что его вклад при измерении в локальной геометрии не наблюдается, так как он просто складывается с намного меньшим по величине сопротивлением краевого канала. Реакция же нелокального сопротивления на изменение объемной проводимости должна быть значительно более сильной. В локальной геометрии $\Delta R^L \approx \Delta\rho_{xx}(R_{\mathrm{edge}}/\rho_{xx})^2$. В нелокальной же геометрии $\Delta R^{nL} \approx \Delta\rho_{xx}\exp(-\pi L/W)$, т.е. на порядок больше. R_{edge} – краевое сопротивление.

2. Фотогальванический эффект в двумерном топологическом изоляторе [12]. Схема эксперимента по наблюдению фотогальванического эффекта, который проводился на описанных выше образцах, представлена на рис. 7. Образец освещался циркулярно поляризованным терагерцовым излучением на длине волны 118 и 184 мкм. Как видно из рис. 1c, энергия фотонов (10.4 и 6.7 мэВ) на обоих

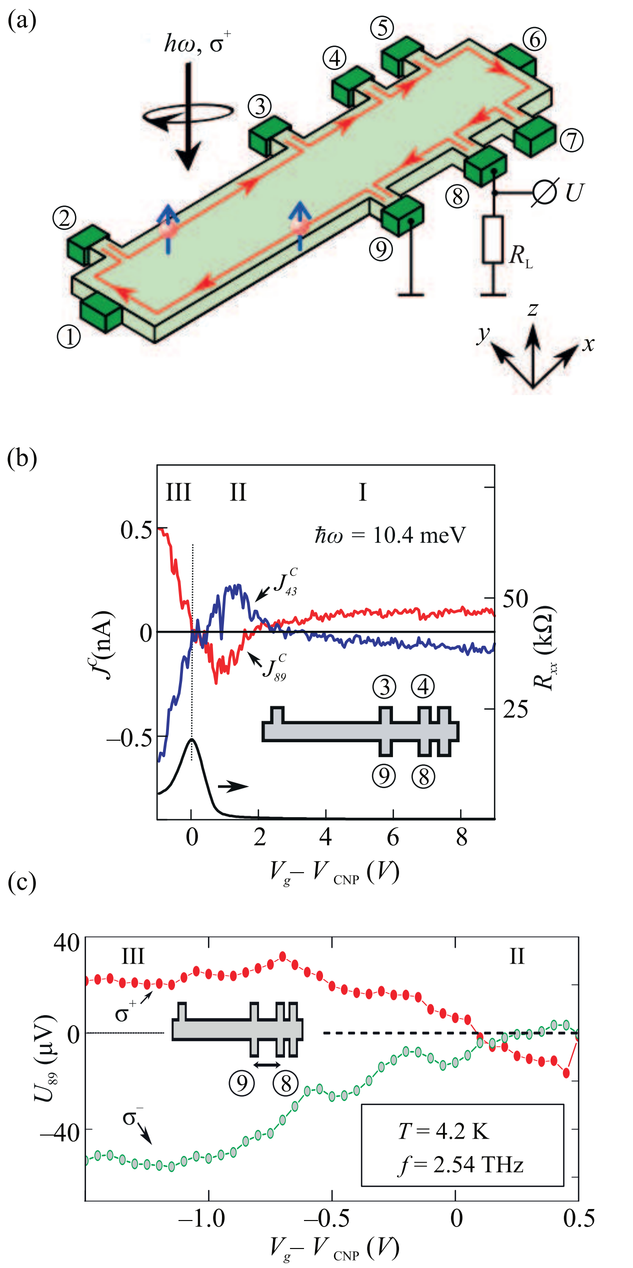

Рис. 7. (Цветной онлайн) (a) – Геометрия эксперимента по наблюдению циркулярного фотогальванического эффекта в двумерном топологическом изоляторе. (b) – Краевой фототок, измеренный через контакты 4–3 и 8–9 (I – уровень Ферми в зоне проводимости, II – уровень Ферми между CNP и дном зоны проводимости, III – уровень Ферми между CNP и потолком валентной зоны). (c) – Фотоэдс, измеренная на контактах 8–9 для двух знаков циркулярной поляризации падающего на образец терагерцового излучения частотой 2.54 ГГц

длинах волн значительно (в 3–5 раз) меньше ширины объемной щели и тогда под действием излучения возможны, как отмечалось в разделе 1, три типа оп-

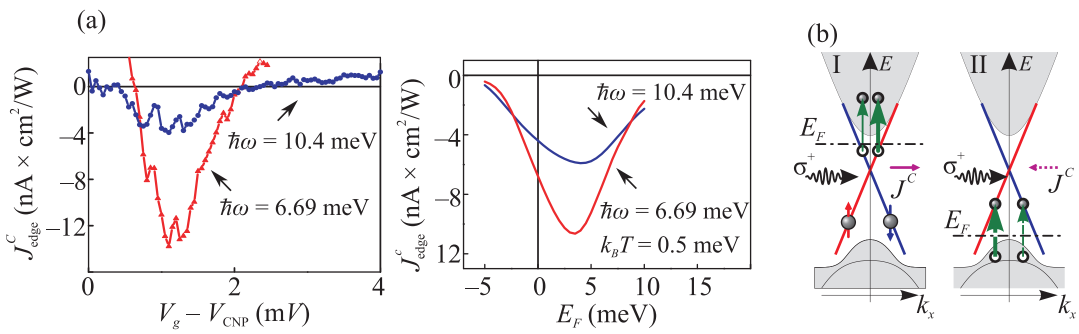

Рис. 8. (Цветной онлайн) (a) – Экспериментальная зависимость краевого фототока от затворного напряжения для частот 1.2 и 2.54 ТГц и расчетная зависимость краевого фототока от энергии Ферми для тех же частот. (b) – Оптические переходы краевые состояния–зона проводимости (I) и валентная зона–краевые состояния (II) при воздействии циркулярно поляризованного излучения

тических переходов (см. рис. 4b): 1) между краевыми ветками, 2) переходы краевая ветка–зона проводимости и 3) и переходы валентная зона–краевая ветка. Как показывают теории фотогальванического эффекта (ФГЭ) в ДТИ, построенные в [12–14], все три перехода могут привести к возникновению кирального спинового фототока вдоль периметра образца, направление которого определяется знаком циркулярной поляризации, как это показано на рис. 7a. Ключевой экспериментальный результат представлен на рис. 7b, который показывает зависимость генерируемого терагерцовым излучением фототока от затворного напряжения на длине волны 118 мкм, измеренного с двух противоположных пар контактов: 4–3 и 8–9. Он хорошо демонстрирует, как смена пары контактов ведет к смене знака фототока, как и следовало ожидать в случае его протекания вдоль периметра экспериментального образца. Не менее важный экспериментальный факт (смена знака фототока при изменении знака циркулярной поляризации) представлен на рис. 7c. Проанализируем теперь данные на рис. 7b и c. Начнем с зависимости фототока от затворного напряжения, представленной на рис. 7 (b) в наиболее широком интервале V_g. В нижней части этого рисунка приведена зависимость от V_g сопротивления исследуемого образца. Положение ее максимума $V_g^{\max}$ позволяет определить точку зарядовой нейтральности ($V_{\rm CNP} = V_g^{\max}$), и тем самым проанализировать поведение фототока при всех принципиально важных положениях уровня Ферми. Когда он находится в зоне проводимости, наблюдается небольшой фототок, который уменьшается по мере продвижения E_F к дну зоны проводимости. Далее в момент вступления E_F в щель фототок меняет знак, а его величина начинает расти по мере продвижения вглубь щели. Затем этот рост прекращается и фототок проходит через максимум, который соответствует расположению уровня Ферми между серединой щели и дном зоны проводимости. При движении уровня Ферми к точке зарядовой нейтральности (CNP) фототок быстро уменьшается, и наконец в CNP он снова меняет знак, после чего начинает сильно расти по мере продвижения E_F к валентной зоне. Как показывает сравнение описанного экспериментального поведения фототока с рядом уже отмеченных выше теорий фотогальванического эффекта (ФГЭ) [12, 14], наиболее адекватно оно описывается переходами краевые состояния - зона проводимости. Это иллюстрирует рис. 8a, который демонстрирует неплохое согласие теории и эксперимента в ситуации, когда уровень Ферми расположен между серединой щели и дном зоны проводимости. Согласно этим теориям ФГЭ возникает вследствие разной вероятности переходов краевые состояния–зона проводимости (возбуждаемых циркулярно поляризованным излучением) для веток с различным направлением спина (см. рис. 8b, поясняющий сказанное). Предложенные теории не объясняют смены знака фототока в точке зарядовой нейтральности. Скорее всего, подобное разногласие с экспериментом связано с тем, что в развитых теориях [12, 14] не учитывается сложная структура валентной зоны квантовых ям на основе HgTe, обусловленная сильным влиянием на формирование волновых функций вблизи потолка основной валентной подзоны нижележащих состояний. В заключение следует отметить, что наиболее простая и эффектная модель ФГЭ, предложенная в [13], в эксперименте не реализовалась. Поначалу этот факт связывался с тем, что между краевыми ветками разрешены только слабые магнитодипольные прямые переходы (*1* на вставке к рис. 4b). Однако недавно в работе [11] было показано, что если учесть нарушение пространственной симметрии на границе HgTe/CdHgTe, то тогда будут разрешены и прямые дипольные переходы, наблюдаемые в микроволновом и терагерцовом фотосопротивлении. Но обнаружение связанного с ними ФГЭ требует дальнейших более детальных экспериментов.

3. Циклотронная резонансная фотопроводимость в сильно разбалансированном двумерном полуметалле [15]. Одной из особенностей

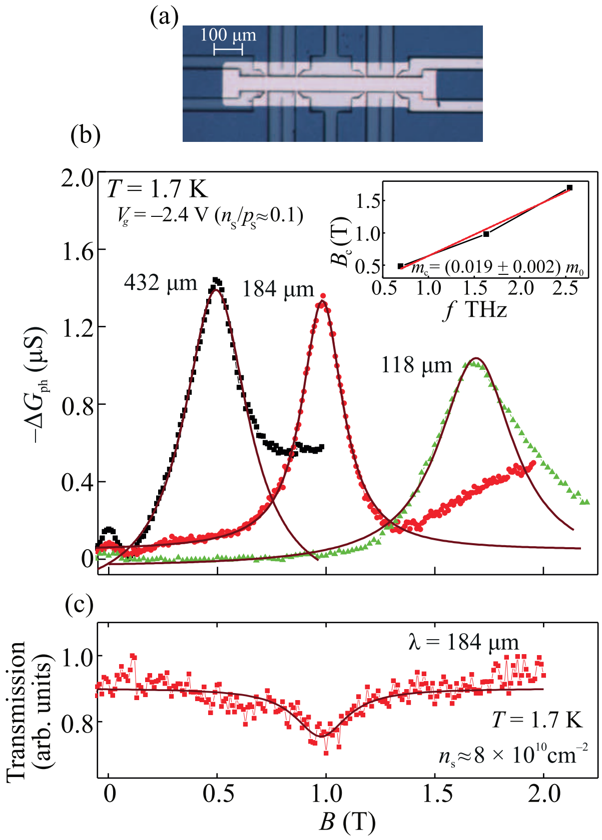

Рис. 9. (Цветной онлайн) (a) – Фотография холловской структуры с полупрозрачным затвором. (b) – Магнитополевая зависимость фотопроводимости $\Delta G_{\rm ph}(B)$ при нескольких длинах волн падающего излучения $\lambda = 432$, 184 и 118 мкм для затворного напряжения $V_g = -2.5$ В ($n_{\rm s}/p_{\rm s} \approx 0.1$). Вставка: частотная зависимость положения циклотронного резонанса. (c) – Магнитополевая зависимость сигнала пропускания всего образца при $\lambda = 184$ мкм, $n_{\rm s} \approx 8 \times 10^{10}$ см$^{-2}$ (пояснения в тексте). Сплошные кривые соответствуют аппроксимации лоренцовскими контурами

двумерного полуметалла, существующего в квантовых ямах на основе HgTe [4], является возможность получать на его основе состояния с различным соотношением между концентрациями электронов ($n_{\rm s}$) и дырок ($p_{\rm s}$) [5]. В частности, в ямах толщиной 20 нм

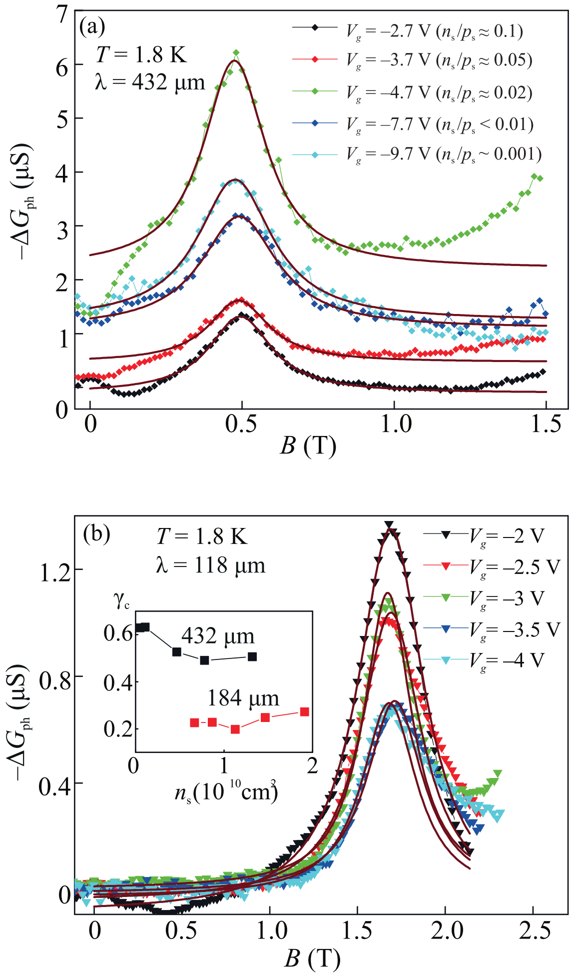

Рис. 10. (Цветной онлайн) Зависимости $\Delta G_{\rm ph}(B)$ для 432 мкм (a) и 118 мкм (b) при нескольких значениях затворного напряжения, соответствующих условию $n_{\rm s}/p_{\rm s} \lesssim 0.1$. Вставка: концентрационная зависимость нормированной на значение $B_{\rm c}$ ширины $\gamma_{\rm c}$ пиков резонансной фотопроводимости, определенная из подгонки кривых лоренцианами

и ориентацией (100), энергетический спектр которых показан на рис. 2, удалось наблюдать транспортный отклик электронов, когда их концентрация была меньше дырочной на два порядка [16]. Указанное свойство данной системы позволяет исследовать двумерные электроны в довольно своеобразной ситуации, когда они движутся не среди себе подобных квазичастиц, а погружены в дырочную жидкость, которая экранирует примесный флуктуационный потенциал, в результате чего движение электронов при их концентрации около 10^9 см$^{-2}$ остается свободным в отличие от однокомпонентных систем, в которых даже в самых чистых AlGaAs/GaAs системах при таких концентрациях происходит переход к перколяционному режиму [17]. Циклотронная резонансная фотопроводимость (ЦР ФП) газа именно таких электронов была изучена. В качестве экспериментальных образцов служили макроскопические полевые холловские мостики с полупрозрачным затвором, фотография одного из которых представлена на рис. 9a. Там же указаны его размеры. На рисунке 9b показаны типичные зависимости ФП $\Delta G_{\rm ph}$ от магнитного поля при освещении образца терагерцовым излучением на длинах волн 432, 184 и 118 мкм. Хорошо видно, что на всех трех длинах волн наблюдается резонансное поведение ФП с пиками в магнитных полях $B_{\rm c} = 0.5, 1$ и 1.7 Тл для 432, 184 и 118 мкм, соответственно. Рисунок 9c демонстрирует магнитополевую зависимость сигнала пропускания всего образца при $\lambda = 184$ мкм и электронной концентрации $8{\times}10^{10}$ см$^{-2}$. Отметим, что положение резонанса позволяет определить величину циклотронной эффективной массы, которая в данном случае оказалась равной $m_{\rm c} = (0.019 \pm 0.002)\, m_0$.

Основной результат работы представлен на рис. 10a и b, где изображены зависимости ФП для $\lambda = 432$ и 118 мкм при нескольких значениях затворного напряжения, соответствующего условию $n_{\rm s}/p_{\rm s} < 0.2$. Обратим внимание, что резонанс наблюдается даже при $V_g = -9.7$ В, когда $n_{\rm s}/p_{\rm s} \sim 10^{-3}$ и отсутствуют какие-либо признаки существования электронов в магнитотранспортном отклике. Концентрация электронов столь мала, что ЦР для всех длин волн соответствует переходу с частично заполненного основного уровня Ландау (когда фактор его заполнения ν меняется в диапазоне $1 \geq \nu \geq 0.08$) на первый. Поскольку речь идет о переходах между двумя дискретными уровнями, резонно предположить, что форма сигнала ФП должна феноменологически описываться лоренцевскими зависимостями. Эти зависимости показаны на рис. 10 сплошными линиями и, как видно, хорошо описывают эксперимент. На вставке к рис. 10b показаны зависимости нормированной к значению $B_{\rm c}$ ширины ($\gamma_{\rm c}$) резонанса от электронной концентрации для 432 и 118 мкм. Величины $\gamma_{\rm c}$ находятся в пределах 0.3–0.8 и слабо меняются при изменении концентрации. Указанная ширина соответствует энергетическому уширению резонанса 1–3 мэВ. Интересно сравнить его с транспортным уширением уровня Ландау, пользуясь хорошо известным выражением для него в случае короткодействующего потенциала [18]:

$$\Gamma^2 = (2/\pi)\hbar\omega_{\rm c}(\hbar/\tau_{\rm tr}), \tag{1}$$

где $\tau_{\rm tr} = (m_{\rm n}/e)\mu_{\rm n}$, $\omega_{\rm c}$ – циклотронная частота, $\mu_{\rm n}$ – электронная подвижность. Подставляя величину подвижности, равную в нашем случае $\mu_{\rm n} = 2 \times 10^5$ см^2/Вс, получим согласно (2) $\Gamma \approx (0.8{-}1.2)$ мэВ, соответствующую экспериментальным значениям. Таким образом, измеренная в настоящем эксперименте ФП хорошо описывается как ЦР ФП, обусловленная переходами между уровнями Ландау, уширение которых вызвано влиянием короткодействующего рассеивающего потенциала. Проанализируем теперь поведение амплитуды ФП в зависимости от концентрации. Как видно из рис. 10, при уменьшении концентрации электронов от $2{\times}10^{10}$ до 10^9 см$^{-2}$ сигнал ФП не исчезает. При $\lambda = 118$ мкм амплитуда ФП уменьшается всего лишь в два раза при падении электронной концентрации более, чем на порядок. А на длине волны падающего излучения $\lambda = 432$ мкм она вначале растет при уменьшении электронной концентрации до $n_{\rm s}/p_{\rm s} \approx 0.01$, но затем начинается ее уменьшение до первоначальных значений при $n_{\rm s}/p_{\rm s} \approx 0.1$. Таким образом, амплитуда ФП примерно одинакова для $n_{\rm s}/p_{\rm s} \approx 0.1$ и 0.001, т.е. остается одной и той же при уменьшении электронной концентрации на два порядка. Описанное поведение ФП означает, что формирование ЦР ФП нельзя объяснить простым механизмом, когда она пропорциональна интенсивности поглощения излучения, поскольку коэффициент поглощения должен быть пропорционален концентрации электронов, населяющих основной уровень Ландау. Необходимо значительное усиление эффективного электрического поля падающего терагерцового излучения, действующего на электрон. Недавно в [19] была развита теория, в которой, в частности, показано, что резкое усиление действующего на электрон электрического поля излучения может происходить из-за его взаимодействия с другими электронами. Также не исключены магнитоплазменные эффекты [20]. Однако для более определенного ответа на поставленную проблему требуются как дальнейшие эксперименты, так и построение наиболее близкой рассматриваемой ситуации теории.

4. Термоэдс двумерного топологического изолятора [21]. В данной части обзора описываются эксперименты по исследованию термоэдс двумерного топологического изолятора в HgTe квантовых ямах с инверсным спектром. В качестве образцов были использованы такие же мезоскопические полевые холловские транзисторы, как и при изучении фотоэлектрических свойств ДТИ (см. рис. 3a). Схема измерения термоэдс показана на рис. 11a. С одной стороны образца напротив одного из токовых контак-

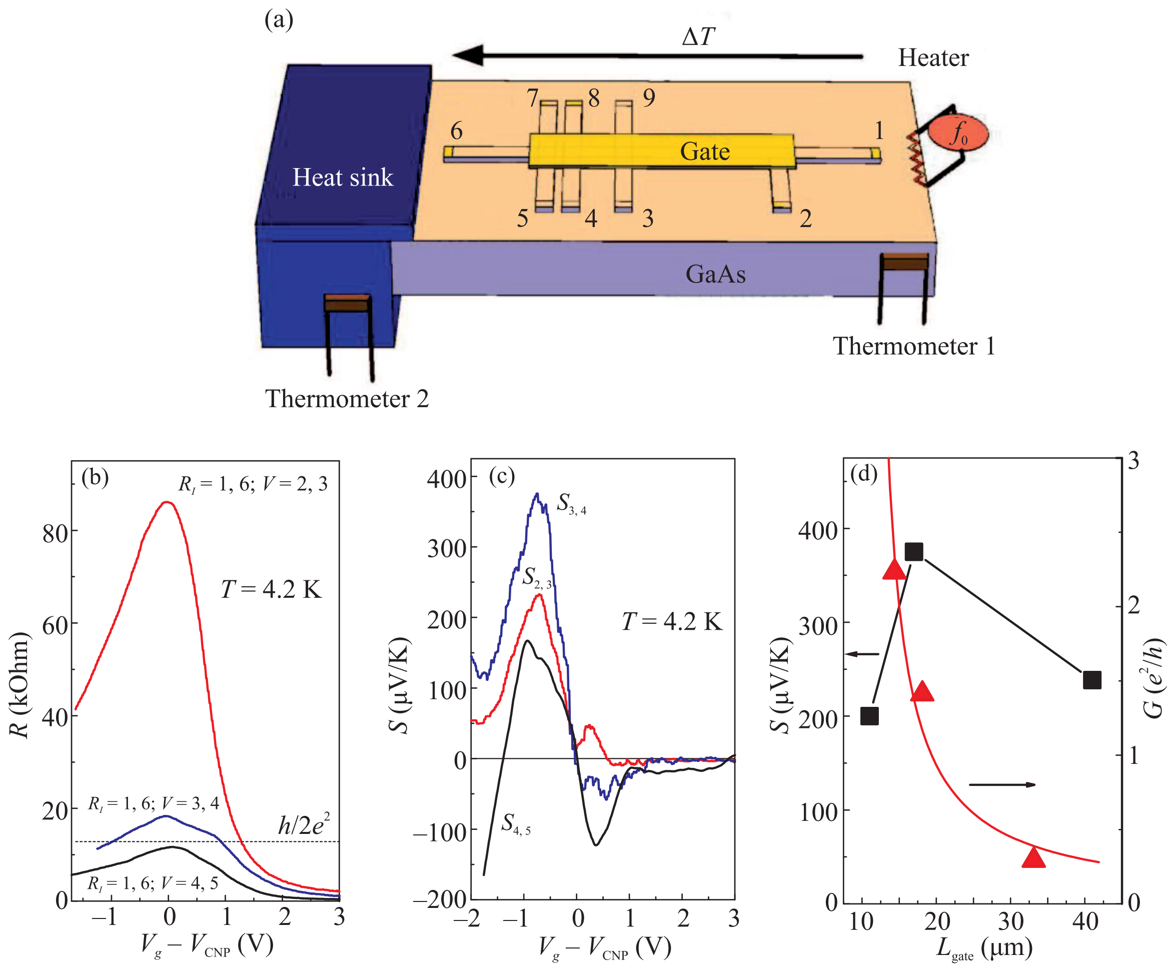

Рис. 11. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое изображение конструкции для измерения термоэдс ДТИ. (b) – Зависимость сопротивления холловских мостиков различной длины от затворного напряжения. (c) – Аналогичные зависимости коэффициента Зеебека. (d) – Зависимости кондактанса и коэффициента Зеебека от расстояния между потенциометрическими контактами

тов размещался нагреватель, представляющий собой тонкую металлическую полоску с сопротивлением ≈100 Ом. На противоположный конец образца наносился индий и через него образец приводился в термический контакт с медным термоякорем размером 5 мм^3, который, в свою очередь, контактировал с массивным медным держателем образца. Для создания вдоль образца градиента температуры через металлическую полоску (нагреватель) пропускался переменный ток с частотой (0.4–1) Гц и величиной до 60 мА. В указанном диапазоне токов нагреватель функционировал в линейном режиме. Для контроля возникающего вдоль образца градиента температуры использовались два калиброванных термистора – со стороны нагревателя и со стороны термоякоря. Оценка разности температур между наиболее удаленными (35 мкм) друг от друга контактами 2 и 3 дает для разности температур между ними $\Delta T \approx 0.02$ K при $T = 4.2$ K и токе через нагреватель 50 мА. В рабочем интервале температур ($T = (2.2$–$4.2)$ K) теплопроводность жидкого гелия пренебрежимо мала по сравнению с фононной теплопроводностью подложки. В этих условиях именно теплопроводность подложки определяла градиент температуры вдоль образца. Сигнал термоэдс измерялся на удвоенной частоте с использованием всех потенциометрических контактов. Было изучено около десятка образцов. Основные результаты представлены на рис. 11b, c и d. На рисунке 11b показаны зависимости сопротивлений всех трех частей образца: между контактами 4–5, где реализуется баллистический транспорт, между контактами 3–4 с квазибаллистическим транспортом и между самыми дальними 2–3, где идет уже диффузионный перенос заряда.

Результаты измерения термоэдс с указанных контактов показывает рис. 11c в виде зависимостей коэффициента Зеебека (S) от ($V_g - V_{\mathrm{CNP}}$). Из него хорошо видно, что ее качественное поведение одинаково для всех частей образца: термоэдс мала, когда уровень Ферми находится в зоне проводимости, затем начинает расти по мере его движения вглубь щели, далее она проходит через максимум и начинает уменьшаться при дальнейшем движении к CNP; в CNP происходит смена знака термоэдс, и далее наблюдается ее заметный рост до абсолютных величин в максимуме, в несколько раз превышающих те, что наблюдаются в верхней половине щели. Рисунок 11d показывает, как меняются величины термоэдс и сопротивления в окрестности максимума термоэдс слева от CNP в зависимости от расстояния между потенциометрическими контактами. Из него видно, что величина S в отличие от R не растет с увеличением расстояния между ними, а ведет себя сложным образом. Подобное поведение говорит о том, что формирование термоэдс в реальном топологическом изоляторе не подчиняется линейному закону, а в сильной степени зависит не только от состояния краевых каналов, но также от состояния объема и от характера взаимодействия между ними. Измерение температурной зависимости показало, что наблюдаемая термоэдс уменьшается с падением температуры примерно по линейному закону. А резкая асимметрия величины сигнала термоэдс свидетельствует, что ее формирование не связано с краевыми каналами. Тогда остается предположить, что в основном она связана с вкладом объема. Остановимся на этом важно утверждении подробнее. Если полная проводимость (G_{tot}) ДТИ определяется суммой краевого (G_{e}) и объемного (G_{b}) вкладов, то тогда имеем для измеряемого коэффициента Зеебека

$$S_{\mathrm{tot}} = (S_{\mathrm{e}}G_{\mathrm{e}} + S_{\mathrm{b}}G_{\mathrm{b}})/(G_{\mathrm{e}} + G_{\mathrm{b}}). \tag{2}$$

Когда уровень Ферми расположен в щели, тогда очевидно, что $G_{\mathrm{e}} \gg G_{\mathrm{b}}$, и выражение (2) упрощается $S_{\mathrm{tot}} = S_{\mathrm{e}} + S_{\mathrm{b}}(G_{\mathrm{b}}/G_{\mathrm{e}})$. То есть объемный вклад в полный коэффициент термоэдс будет определяться не только значением S_{b}, но и отношением $G_{\mathrm{b}}/G_{\mathrm{e}} \ll 1$. Расчет обоих вкладов показал, что несмотря на это, вклад объема может быть доминирующим. Подобный факт связан с тем, что в режиме прыжковой проводимости, которым характеризуется объем, величина S_{b} может быть очень большой из-за сильной зависимости плотности состояний от энергии. На рисунке 12a и b показаны качественная картина поведения плотности состояний в HgTe квантовой яме с инверсным спектром и сравнение измеренного S и рассчитанного на основе теории [22], в которой он определяется термоэдс, связанной с прыжковой проводимостью [23] в запрещенной зоне объема квантовой ямы. Хорошо видно неплохое согласие. Расхождение величин экспериментального и расчетного значения S в нижней части запрещенной зоны может быть связано с более сложной структурой хвостов валентной зоны в реальном образце, чем предполагалось в расчете. Таким образом, описанные результаты позволяют сделать вывод, что термоэдс реального двумерного ТИ в HgTe квантовой яме обусловлена ее генерацией объемом ямы, находящейся в режиме прыжковой проводимости, а не краевыми состояниями, роль которых сводится к шунтированию термоэдс в силу значительно более высокой проводимости.

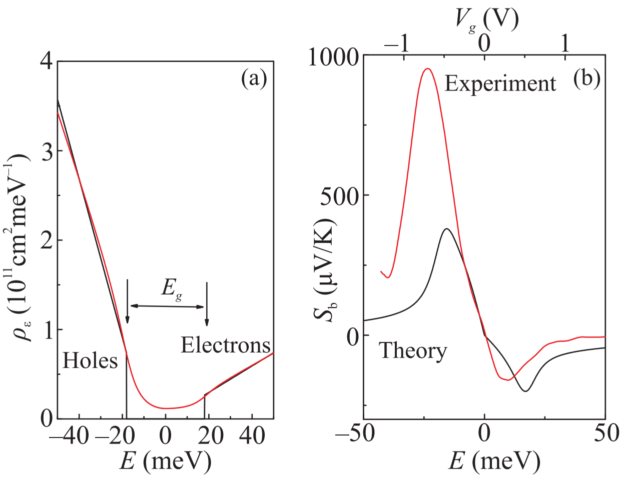

Рис. 12. (Цветной онлайн) (a) – Качественный вид плотности состояний в двумерном топологическом изоляторе при наличии беспорядка. (b) – Зависимость экспериментального и расчетного коэффициентов Зеебека от энергии

5. Термомоэдс двумерного полуметалла [22]. Термоэдс двумерного полуметалла исследовалась с использованием изготовленного на основе квантовой ямы толщиной 20 нм и с ориентацией (013) макроскопического полевого холловского транзистора, имеющего два мостика с размерами $L \times W = 100 \times 50$ мкм и 250×50 мкм. Методика измерения была такой же, как и описанная в предыдущем разделе. На рисунке 13a показаны зависимости сопротивления от затворного напряжения при разных температурах. Видно, что их поведение хорошо соответствует тому, что должно наблюдаться в 20 нм HgTe ямах, в которых при изменении затворного напряжения реализуется переход двумерный металл – двумерный полуметалл [5]. При таком переходе резко меняется температурная зависимость сопро-

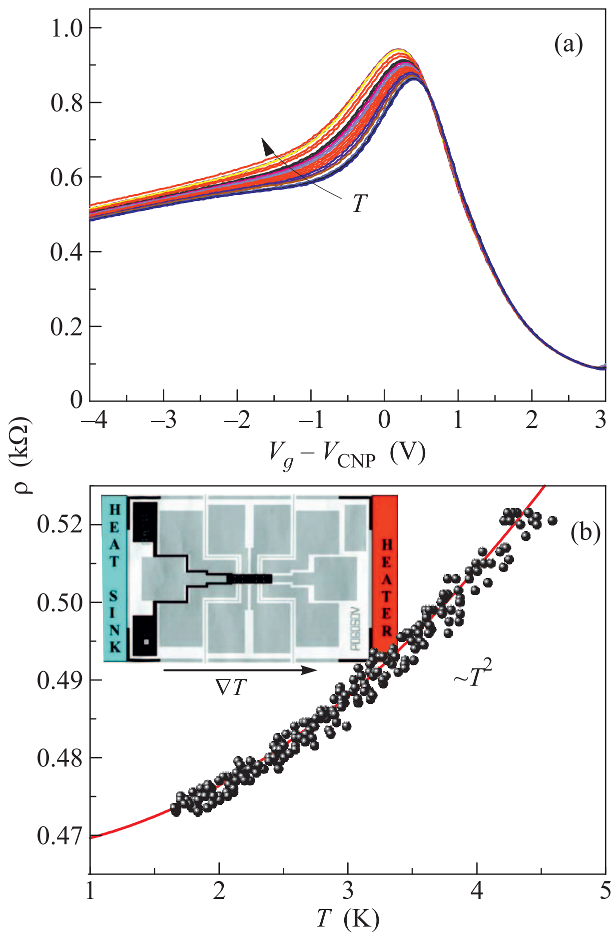

Рис. 13. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость удельного сопротивления экспериментального образца двумерного полуметалла от затворного напряжения при различных температурах (диапазон $T = (2.1 - 6)$ K). (b) – Температурная зависимость сопротивления в полуметаллическом состоянии ($V_g = -5$ V). Вставка: схематическое изображение расположения образца при измерении термоэдс

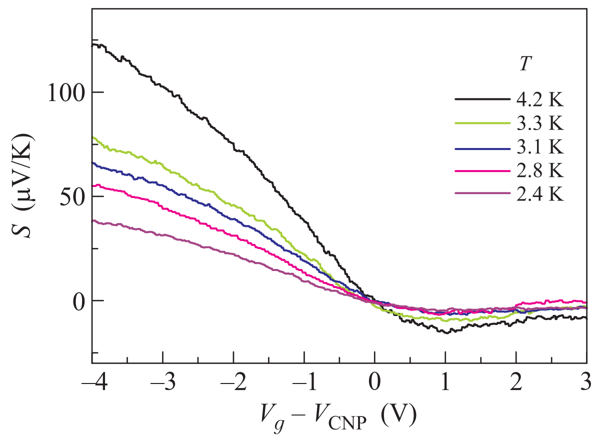

Рис. 14. (Цветной онлайн) Зависимость измеренного коэффициента Зеебека от затворного напряжения при различных температурах

тивления: до момента перехода она очень слаба и отражает типичную температурную зависимость двумерного металла при $k_F l \gg 1$ (k_F – волнововой вектор электрона, l – его длина свободного пробега) и низких температурах, когда фононное рассеяние практически отсутствует, и температурная зависимость определяется эффектами слабой локализации, а после перехода в полуметаллическое состояние наблюдается заметное увеличение сопротивления с ростом температуры, вызванное электронно-дырочным рассеянием, и поэтому пропорциональное квадрату температуры (рис. 13b). Результаты измерения термоэдс между потенциометрическими контактами мостика длиной $L = 100$ мкм представлены на рис. 14 в виде зависимости коэффициента Зеебека от затворного напряжения при нескольких температурах. Как видно, при затворных напряжениях, соответствующих электронному металлу, S относительно мал и уменьшается с ростом концентрации в соответствии с формулой Мотта для термоэдс металлов. При приближении к CNP S меняет знак и начинает расти примерно по линейному закону по мере углубления в полуметаллическое состояние, т.е. по мере роста концентрации дырок и уменьшения электронной концентрации, причем ее величина почти на порядок превышает ту, что наблюдалась справа от CNP. Кривые на рис. 14 также ясно указывают, что с ростом температуры величина термоэдс растет во всем диапазоне затворных напряжений. Магариллом и Энтиным была построена теория диффузионной термоэдс для электронно-дырочной системы [22]. Она была использована для расчета S в полуметаллическом состоянии, т.е. слева от CNP. В металлическом состоянии, т.е. справа от CNP была использована стандартная формула Мотта [24]. Сравнение расчета и эксперимента дает неплохое согласие для этого состояния (рис. 15a). В противоположность этому, слева от точки зарядовой нейтральности на рис. 15a согласие эксперимента и теории значительно ухудшается. В данном диапазоне затворных напряжений теория дает значения коэффициента Зеебека, заниженные примерно в 4 раза по сравнению с полученными экспериментально. Причина наблюдаемого расхождения связана, вероятно, с тем, что расчет описывает только диффузионный вклад в термоэдс полуметалла. Но помимо диффузионного вклада, в измеряемой термоэдс может также присутствовать вклад, вызванный фононным

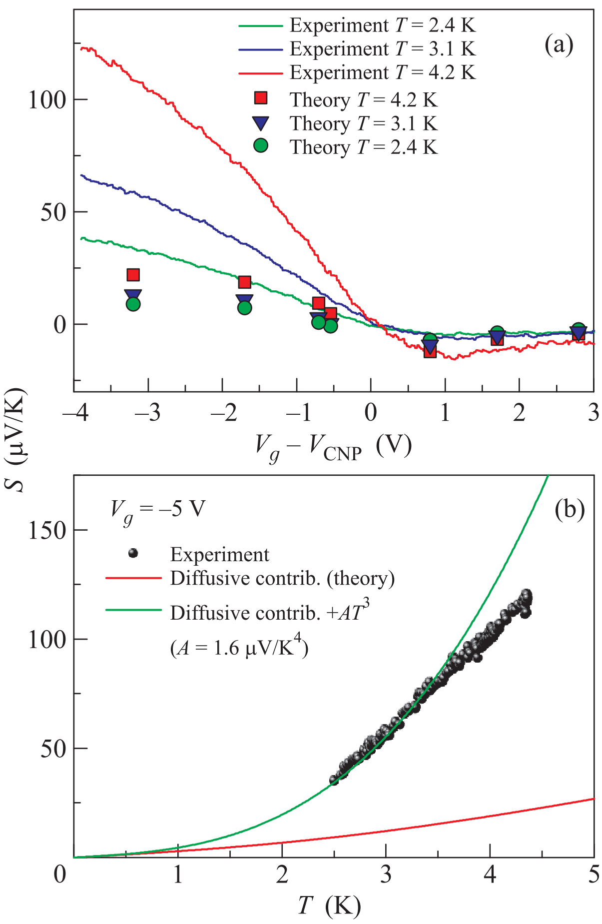

Рис. 15. (Цветной онлайн) (a) – Экспериментальные и рассчитанные зависимости коэффициента Зеебека от затворного напряжения. (b) – Экспериментальные и рассчитанные зависимости коэффициента Зеебека от температуры

увлечением [25], который не учитывался в теории. Как известно, величина фононного увлечения пропорциональна квадрату массы носителей заряда. Масса электронов в 20 нм КЯ HgTe $m_{\mathrm{e}} = 0.025\,m_0$, а масса дырок $m_{\mathrm{h}} = 0.15\,m_0$. По этой причине вклад фононного увлечения слева от CNP (т.е. в области, где доминируют дырки) оказывается значительным, в то время, как справа от CNP, где реализуется двумерный металл, он малозаметен. На рисунке 15b символами показана экспериментальная температурная зависимость коэффициента Зеебека при $V_g = -5$ В. Видно, что она значительно превосходит по величине соответствующий диффузионный вклад, даваемый расчетом. Можно предположить, что разность между указанными экспериментальной и расчетной зависимостями соответствует вкладу в коэффициент Зеебека от фононного увлечения в двумерном полуметалле в условиях доминирования дырок. В качестве примера фононного увлечения в обычном двумерном металле рассмотрим вклад, пропорциональный T^3 [25]. На рисунке 15b через экспериментальные точки проведена зависимость (рис. 15b, зеленая кривая), равная сумме диффузионного вклада и функции $S = A \times T^3$ ($A = 1.6$ мкВ/К^4). Видно, что в диапазоне (2.5–3.5) К данная кривая хорошо описывает эксперимент, но при более высоких температурах наблюдается расхождение, причем экспериментальные значения оказываются ниже расчетной кривой. Можно предположить, что наблюдаемое расхождение обусловлено усиливающимся с повышением температуры рассеянием увлекаемых фононами дырок на электронах, что приводит к уменьшению измеряемого коэффициента Зеебека. Однако для того, чтобы сделать более определенный вывод, необходимо построение теории фононного увлечения в двумерном полуметалле при наличии взаимного рассеяния электронов и дырок.

Заключение. При изучении фото- и термоэлектрических явлений в двумерных топологических изоляторах и полуметаллах на основе HgTe квантовых ям обнаружен ряд новых интересных эффектов, обусловленных особенностями их энергетического спектра, а также процессов рассеяния в них. Данный обзор не подводит черту описанным исследованиям, а говорит о том, что их продолжение является интересной и насущной задачей, как новых экспериментов, так и для дальнейшего развития теории. В частности, актуальным является поиск и исследование ФГЭ в двумерном топологическом изоляторе, вызванного прямыми переходами между дираковскими ветками, недавно предсказанного в [11] и рассчитанных в этой же работе поляризационных зависимостей терагерцовой фотопроводимости. Также необходимо продолжить экспериментальный и теоретической поиск объяснения аномальной ЦР ФП в сильно разбалансированном двумерном полуметалле. Если говорить о термоэлектрических эффектах, то наиболее интригующей, хотя и не простой, задачей остается поиск и наблюдение термоэдс двумерного ТИ, обусловленной именно краевыми состояниями. В двумерных полуметаллах требуется последовательное и детальное исследование эффектов фононного увлечения и эффекта Нернста–Эттингсгаузена.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ # 16-12-10041-П).

1. M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, Science **318**(5857), 766 (2007).

2. M. Konig, H. Buhman, L. M. Molencamp, T. Hughes, C.-X. Liu, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 031007 (2008).
3. A. Roth, C. Brune, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, Science **325**, 294 (2009).
4. Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, D. A. Kozlov, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretskii, JETP Lett. **87**, 502 (2008).
5. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, М. В. Энтин, Л. И. Магарилл, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **89**, 338 (2009).
6. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **85**, 045310 (2012).
7. З. Д. Квон, К.-М. Дантчер, М.-Т. Шерр, А. С. Ярошевич, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **104**, 729 (2016).
8. А. С. Ярошевич, З. Д. Квон, Г. М. Гусев, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **111**, 107 (2020).
9. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, and O. A. Shegai, Phys. Rev. B **84**, 121302(R) (2011).
10. E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, G. M. Gusev, A. D. Levin, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, Phys. Rev. Lett. **114**, 126802 (2015).
11. M. V. Durnev and S. A. Tarasenko, J. Phys.: Condens. Matter **31**, 035301 (2019).
12. K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, M. T. Scherr, S. Gebert, J. Barenfänger, M. V. Durnev, S. A. Tarasenko, V. V. Belkov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, Z. D. Kvon, J. Ziegler, D. Weiss, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **95**, 201103(R) (2017).
13. S. N. Artemenko and V. O. Kaladzhyan, Письма в ЖЭТФ **97**, 88 (2013).
14. Л. И. Магарилл, М. В. Энтин, Письма в ЖЭТФ **104**, 792 (2016).
15. М. Л. Савченко, З. Д. Квон, С. Кандуссио, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. Д. Ганичев, Письма в ЖЭТФ **108**, 253 (2018).
16. E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, E. G. Novik, I. O. Parm, and S. A. Dvoretsky, Solid State Commun. **152**, 265 (2012).
17. S. Das Sarma, M. P. Lilly, E. H. Hwang, L. N. Pfeifer, K. W. West, and J. L. Reno, Phys. Rev. Lett. **94**, 136401 (2005).
18. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн, *Электронные свойства двумерных систем*, Мир: М. (1985).
19. A. D. Chepelianskii and D. L. Shepelyansky, Phys. Rev. B **97**, 125415 (2018).
20. A. A. Zaboltnykh and V. A. Volkov, Phys. Rev. B **99**, 165304 (2019).
21. G. M. Gusev, O. E. Raichev, E. B. Olshanetsky, A. D. Levin, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, 2D Materials **6**, 014001 (2018).
22. Г. М. Гусев, Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, Л. И. Магарилл, М. В. Энтин, А. Левин, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **107**, 814 (2018).
23. О. Е. Парфенов, Ф. А. Шклярук, ФТП **41**, 1041 (2007).
24. Дж. Займан, *Принципы теории твердого тела*, Мир, М. (1966).
25. Н. В. Заварицкий, З. Д. Квон, Письма в ЖЭТФ **38**, 85 (1983).