Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 5, с. 333 – 338

Терагерцовый электронный транспорт двумерного топологического изолятора в HgTe квантовой яме

З. Д. Квон[+*], *К.-М. Дантшер*[×1)], *К. Цот*[×1)], *Д. А. Козлов*[+*2)], *Н. Н. Михайлов*[+*], *С. А. Дворецкий*[+], *С. Д. Ганичев*[×]

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

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

[×]*Terahertz Center, University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany*

Поступила в редакцию 4 февраля 2014 г.

Изучен терагерцовый отклик двумерного топологического изолятора в HgTe квантовой яме при воздействии излучения с длиной волны 118 и 184 мкм. Обнаружено, что его фотопроводимость (ФП) составляет значительную величину (до нескольких процентов от темновой проводимости) и существует как в локальном, так и в нелокальном отклике системы. Этот факт доказывает, что обнаруженная ФП обусловлена изменением транспорта по краевым токовым состояниям. Знак и нерезонансный характер ФП показывают, что она связана с электронным разогревом системы. Проведенный анализ позволяет предположить, что источником такого разогрева является друдевское поглощение терагерцового излучения возникающими из-за флуктуаций примесного потенциала и щели металлическими “каплями”, расположенными в непосредственной близости от краевых состояний.

DOI: 10.7868/S0370274X14050117

Двумерный топологический изолятор (ТИ) в HgTe квантовых ямах с инверсным зонным спектром является в настоящее время наиболее яркой экспериментальной реализацией топологического изолятора [1, 2]. Однако все экспериментальные исследования указанной системы, проведенные до сих пор, ограничиваются транспортным откликом [3–7]. Вместе с тем очевидно, что изучение воздействия на нее терагерцового излучения может как в значительной степени расширить круг явлений, связанных с двумерными ТИ, так и позволить получить новую ценную информацию об особенностях их энергетического спектра. Отмеченная возможность связана прежде всего с тем, что все характерные энергии экспериментально изученных структур (величина объемной щели, расстояние между дираковскими ветками и т.д.) лежат в диапазоне энергий 5–30 мэВ, т.е. как раз в терагерцовом диапазоне частот.

В данной работе впервые исследован терагерцовый отклик двумерного ТИ. Экспериментальные образцы были изготовлены на основе HgTe квантовых ям толщиной 8.3 нм, выращенных с помощью описанной в [8] технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Они представляли собой покрытые полупрозрачным затвором четырехконтактные структуры специальной крестовой геометрии (см. рис. 1a), позволяющей проводить измерения как фотосопротивления, так и фотоЭДС без заметного вклада приконтактных областей. Было исследовано четыре таких образца, изготовленных на основе одной и той же шайбы. В работе измерялся их терагерцовый отклик (фотопроводимость и фотоЭДС) на длинах волн 118 и 184 мкм в магнитных полях до 2 Тл. В качестве источника излучения был использован молекулярный субмиллиметровый лазер на основе метанола для генерации излучения на длине волны 118 мкм и дифторметана на длине волны 184 мкм с оптической накачкой CO_2 лазером [9, 10]. В обоих случаях мощность терагерцового излучения лежала в диапазоне 80–100 мВт. Результаты измерения с помощью пироэлектрической камеры показали, что лазерный пучок является гауссовым с диаметром пятна порядка 1.5 мм [11]. Фотопроводимость (ФП) измерялась с помощью стандартной модуляционной методики на частоте модуляции 30–35 Гц при пропускании через образец постоянного тока $I = (5{-}10)$ нА.

Начнем описание эксперимента с анализа транспортного отклика исследованных образцов. Измерения сопротивления проводились в двухтерминальной (R_{2t}) локальной геометрии (см. рис. 1a), в которой токовые и потенциометрические контакты совпада-

1) K.M. Dantscher, C. Zoth.
2) e-mail: dimko@isp.nsc.ru

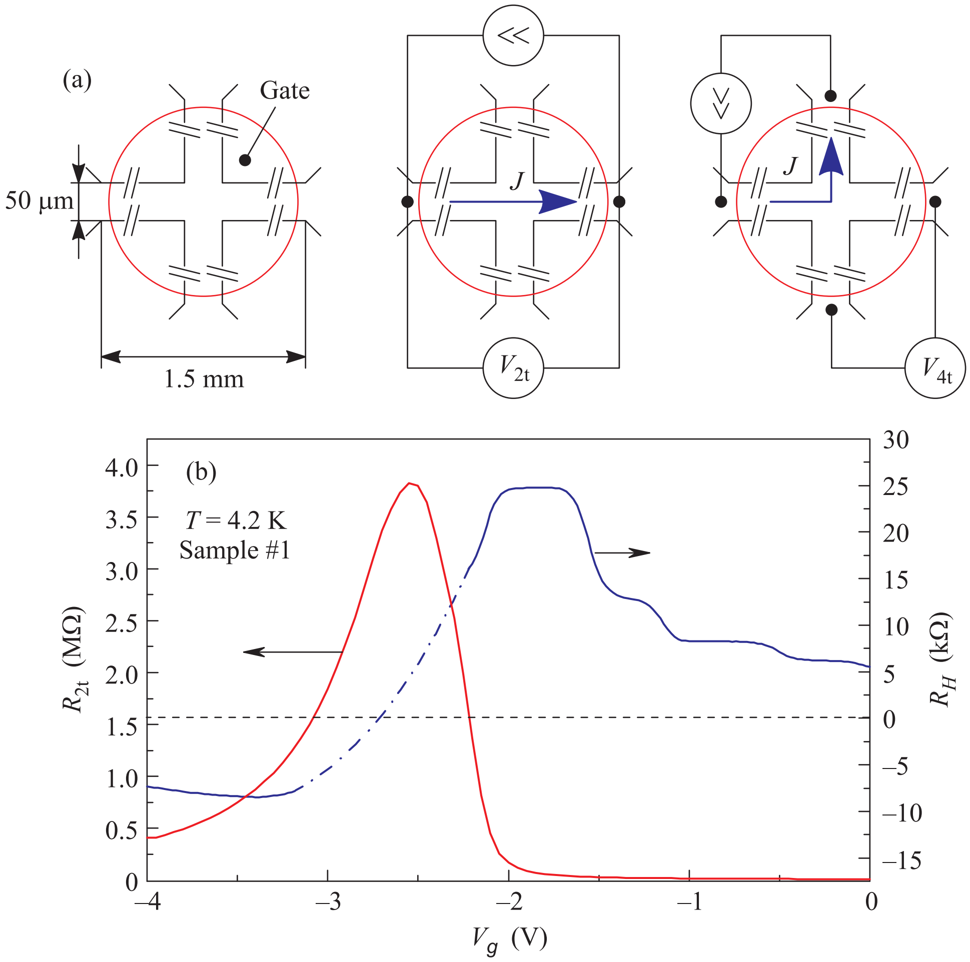

Рис. 1. (a) – Схематическое изображение исследуемых структур. Указаны размеры структур, а также различные геометрии измерения. (b) – Зависимости $R_{2t}(V_g)$ при $B = 0$ и $R_H(V_g)$ при $B = 2$ Тл для первого образца. Штрихпунктирная часть зависимости $R_H(V_g)$ соответствует области затворных напряжений, в которой измерения R_H являются недостоверными (получена интерполяцией)

ют, в четырехтерминальной (R_{4t}) квазинелокальной геометрии, когда для ввода тока и измерения падения потенциала используются различные контакты, а также в холловской (R_H) геометрии. На рис. 1b показаны зависимости R_{2t} и R_H от затворного напряжения V_g для первого из образцов. Наблюдается поведение, обычное для образцов двумерного ТИ макроскопических размеров. При величинах V_g, соответствующих положению уровня Ферми (E_F) в зоне проводимости, сопротивление мало (порядка 100 Ом/□). При дальнейшем росте отрицательного затворного смещения R_{2t} начинает расти и проходит через максимум (равный в данном случае 4 МОм) в точке зарядовой нейтральности (в этот момент E_F проходит через дираковскую точку). Затем оно начинает уменьшаться, достигая значений в несколько кОм/□ при попадании уровня Ферми в валентную зону. При этом зависимость $R_H(V_g)$ демонстрирует хорошо выраженное плато с $\nu = 1{-}4$ на электронной стороне. В окрестности точки зарядовой нейтральности (*charge neutrality point*, CNP) R_H проходит через нуль. В валентной зоне оно имеет уже противоположный знак.

На рис. 2a показаны зависимости сопротивления $R_{2t}(V_g)$ и четырехтерминального (квазинелокального) сопротивления $R_{4t}(V_g)$ для второго из исследованных образцов при температурах 2 и 4.2 К. Хорошо видно, что общее поведение $R_{2t}(V_g)$ подобно этой же зависимости на рис. 1b. Поэтому аналогично первому образцу для второго образца можно определить три области затворного напряжения. Первая область, при меньших отрицательных напряжениях $V_g \geq -1.7$ В (на рис. 2a ее начало отмечено подписью E_c и вертикальной стрелкой), соответствует ситуации, когда уровень Ферми расположен в объемной зоне проводимости. При более высоких отрицательных напряжениях сопротивление начинает резко расти. Это указывает на попадание уровня Ферми в объемную щель, когда перенос заряда осуществляется только краевыми состояниями. При $V_g = -2.05$ В как R_{2t}, так и R_{4t} достигают максимума, соответствующего CNP (см. рис. 2a), в которой уровень Ферми совпадает с дираковской точкой. Затем R_{2t} начинает уменьшаться, но значительно медленнее. Последнее связано с более длинным хвостом состояний валентной зоны [12]. И наконец, при $V_g \leq -2.3$ В уровень Ферми оказывается в валентной зоне. Указанные границы зон достаточно условны, поскольку размыты беспорядком.

Положения максимумов сопротивлений $R_{2t}(V_g)$ и $R_{4t}(V_g)$ на рис. 2a совпадают, а их отношение R_{2t}/R_{4t} равно 6.5. Это значение немного превышает расчетную величину [5], полученную в предположении только краевого транспорта в окрестности CNP и равную 4. Следует отметить, что при определяющей роли объемного транспорта указанное отношение должно составлять порядка 100. Этот факт обусловлен существенно разным распределением тока в первом случае, когда он локализован у края образца из-за наличия объемной щели, и во втором, когда ток распределяется по всей плоскости образца. По этой причине в отличие от двумерного металла при измерении транспортного отклика двумерного ТИ нет принципиальной разницы между измерениями сопротивления в локальной или нелокальной геометрии. При минимальной температуре ($T = 2$ К) значение отношения R_{2t}/R_{4t} в максимуме сопротивлений варьируется в диапазоне от 4.2 до 8. Заметное отличие может возникать не только для разных образцов, но и при разных циклах охлаждения одного и того же образца. Подобный факт может быть связан как с неполным "вымораживанием" объемного транспорта при минимальной температуре эксперимента, так и с тем, что величина $R_{2t}/R_{4t} = 4$ рассчитана в предположении однородного сопротивления краевых каналов, что в реальных образцах далеко не всегда реализуется. Отношение R_{2t}/R_{4t} начинает резко увеличиваться при удалении от CNP по затворному напряжению и при увеличении температуры. Это свидетельствует о переходе от краевого транспорта к объемному. Сопротивление R_{4t} имеет более сильную температурную зависимость, чем R_{2t}. Последнее обусловлено большей чувствительностью четырехтерминального сопротивления к шунтированию объемным транспортом. По этой же причине полуширина пика R_{4t} по затворному напряжению в 2 раза меньше, чем у R_{2t}.

По аналогии с двух(четырех)терминальным сопротивлением вводится двух(четырех)терминальная

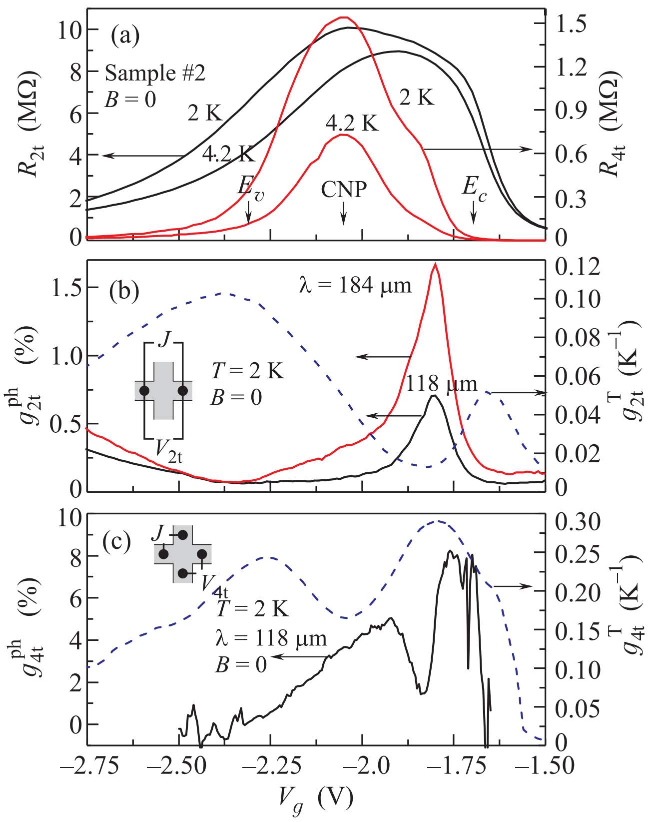

Рис. 2. (a) – Зависимости двухточечного сопротивления $R_{2t}(V_g)$ и квазинелокального (четырехточечного) сопротивления $R_{4t}(V_g)$ для температур 2 и 4.2 К. (b) – зависимости относительной фотопроводимости $g_{2t}^{ph}(V_g) = \Delta G_{2t}^{ph}/G_{2t}$ для двух длин волн (сплошные линии) и зависимость относительного ТКП $g_{2t}^{T} = (dG_{2t}/dT)/G_{2t}$ (пунктир) в двухточечной геометрии измерений. (c) – Аналогичные зависимости $g_{4t}^{ph}(V_g)$ для длины волны 118 мкм (сплошная линия) и g_{4t}^{T} (пунктир), измеренные в квазинелокальной (четырехточечной) геометрии

проводимость $G_{2(4)t} = 1/R_{2(4)t}$ и фотопроводимость (ФП) $\Delta G_{2(4)t}^{ph} = G_{2(4)t} - G_{2(4)t}^{0}$, где $G_{2(4)t}$ – двух(четырех)терминальная проводимость освещенного образца, а $G_{2(4)t}^{0}$ – его темновая проводимость. Рис. 2b показывает типичные результаты измерения зависимости двухтерминальной относительной (т.е. нормированной на полную проводимость) ФП образца $g_{2t}^{ph}(V_g) = \Delta G_{2t}^{ph}(V_g)/G_{2t}(V_g)$ от затворного напряжения при его облучении терагерцовым излучением на длинах волн 118 и 184 мкм для того же образца и в том же цикле измерений, что и на рис. 2a. Для удобства сравнительного анализа рис. 2a, b и c выполнены в одном масштабе V_g. Обсудим поведение относительной ФП. Хорошо видно, что ФП наблюдается на обеих длинах волн во всем диапазоне затворных напряжений, т.е. когда уровень Ферми расположен как в разрешенных объемных зонах, так и внутри объемной щели. Величина ФП заметным и достаточно сложным образом меняется с V_g. При этом характер зависимости $g_{2t}^{ph}(V_g)$, по существу, одинаков для обеих длин волн. Когда уровень Ферми расположен в зоне проводимости ($V_g \geq -1.7$ В), наблюдается ФП, скорее всего связанная с друдевским поглощением объемными электронами (на это указывает более высокая величина ФП при 184 мкм). При попадании E_F в щель возникает пик ФП при $V_g = -1.8$ В, т.е. когда E_F расположен между дираковской точкой и дном зоны проводимости. При дальнейшем росте отрицательного смещения g_{2t}^{ph} падает. В CNP ее величина в 3 раза меньше, чем в пике. После прохождения CNP ФП продолжает падать и достигает минимума при $V_g = -2.3$ В (т.е. в окрестности перехода в валентную зону). Затем она начинает расти по мере продвижения уровня Ферми в глубь валентной зоны. Здесь следует обратить внимание на то, что в данной ситуации величина сигнала почти одинакова для обеих длин волн. Это объясняется тем, что подвижность дырок более чем на порядок меньше подвижности электронов. В результате $\omega_c \tau_p^h \ll 1$ (где τ_p^h – транспортное время дырок). Это приводит к отсутствию частотной зависимости друдевского поглощения дырками.

Описанные выше данные ясно показывают, что когда уровень Ферми расположен в области энергий, соответствующих объемной щели, в исследованных образцах наблюдается заметная по величине относительная ФП (в пике она равна нескольким процентам). Если обнаруженная ФП связана с воздействием терагерцового излучения на транспорт по краевым токовым состояниям, то в эксперименте должна наблюдаться такая же по величине ФП и в квазинелокальной геометрии. Результаты измерения относительной ФП $g_{4t}^{ph}(V_g) = \Delta G_{4t}^{ph}(V_g)/G_{4t}(V_g)$ в указанной геометрии приведены на рис. 2с. Как показывает этот рисунок, в данном случае также наблюдается ФП, величина которой даже значительно (на порядок) больше. Таким образом, приведенные на рис. 2 результаты позволяют сделать вывод о первом наблюдении терагерцовой ФП двумерного ТИ в HgTe квантовых ямах. При этом ее величина может достигать существенных значений (порядка 10 %). Сравнение кривых на рис. 2b и с ясно показывает, что зависимость $g_{4t}^{ph}(V_g)$ ведет себя иначе. Фотопроводимость в точке CNP сравнима с ФП, соответствующей положению уровня Ферми между дираковской точкой и дном зоны проводимости. Кроме того, возникают два максимума нелокальной ФП, один из которых близок к точке CNP, а второй лежит вблизи границы с зоной проводимости.

Обсудим теперь возможные механизмы формирования, а также особенности наблюдаемой ФП. Знак ФП положителен, т.е. терагерцовое излучение приводит к росту проводимости двумерного ТИ. Измерение температурной зависимости проводимости показывает (рис. 2a), что у исследуемых образцов в окрестности CNP при увеличении температуры от 2 до 4.2 К она растет. Отсюда можно сделать вывод о разогревной природе ФП. На рис. 2b приведена зависимость от затворного напряжения относительного температурного коэффициента проводимости (ТКП) $g_{2t}^{T} = (dG_{2t}/dT)/G_{2t}$, измеренного в двухтерминальной схеме, а на рис. 2c – в четырехтерминальной схеме. Их сравнение показывает, что в первом случае ТКП значительно меньше, чем во втором. Такая же картина наблюдается для ФП. Тем самым подтверждается предположение о разогревной природе ФП. Зависимости ТКП от затворного напряжения как для двух-, так и для четырехтерминального отклика не соответствуют таким же зависимостям ФП. Это означает, что поведение ФП определяется особенностями поглощения терагерцового излучения. С каким из механизмов этого поглощения они могут быть связаны? Энергетический спектр HgTe квантовых ям с инвертированным спектром хорошо известен для ям как с ориентацией (100) [13], так и с ориентацией (013) [14]. В частности, для исследованных в данной работе ям толщиной 8.3 нм величина объемной щели равна 30 мэВ, т.е. в несколько раз превышает энергию фотонов для обеих использованных длин волн: 118 мкм ($h\nu = 10.6$ мэВ) и 184 мкм ($h\nu = 6.7$ мэВ). Тогда в нашем случае возможны четыре механизма поглощения терагерцового излучения (см. рис. 3а): 1) за счет переходов между дираковскими ветками одномерных краевых состояний, 2) между электронной дираковской веткой и зоной проводимости, 3) между валентной зоной и дырочной дираковской веткой и 4) друдевское поглощение. Анализ поглощения на переходах первого типа показывает [15], что дипольные переходы между дираковскими ветками запрещены и существуют только значительно более слабые магнитодипольные. Поэтому вряд ли прямые переходы между дираковскими ветками способны привести к заметному повышению электронной температуры. К тому же, что более важно, такие переходы должны приводить к квазирезонансному поведению ФП и, соответственно, к сильной зависимости ее пика от длины волны излучения. Это полностью противоречит эксперименту (рис. 2b). Аналогичные соображения заставляют за-

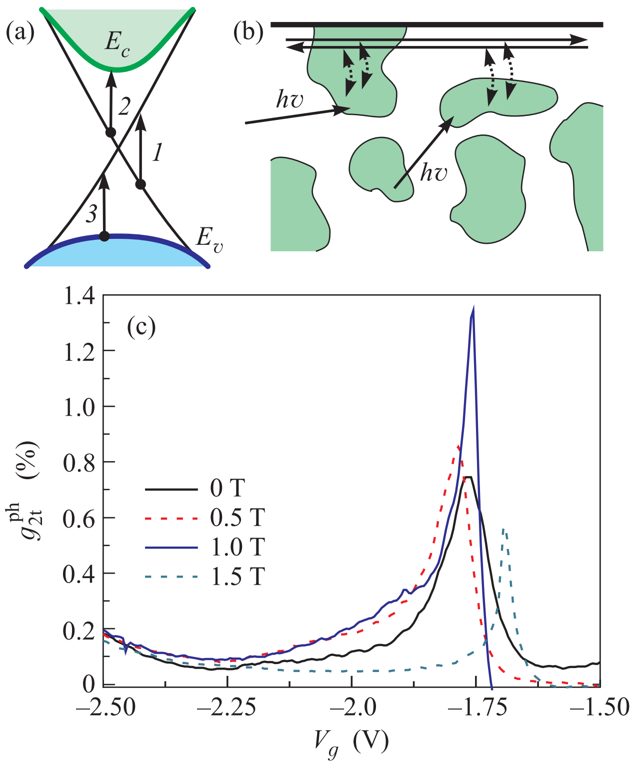

Рис. 3. (a) – Три типа возможных переходов в двумерном ТИ. (b) – Схематическое изображение поглощающих терагерцовое излучение электронных "капель", взаимодействующих с одномерными краевыми каналами. (c) – Зависимости $g_{2t}^{ph}(V_g)$ в магнитных полях 0, 0.5, 1 и 1.5 Тл на длине волны 118 мкм при температуре 2 К

ключить, что переходы второго и третьего типов также не наблюдаются в эксперименте. Таким образом, необходимо искать другой механизм обнаруженной ФП. Известно, что баллистический транспорт в двумерных ТИ в HgTe сохраняется только при характерных длинах, меньших одного микрона. Если же эти длины превышают несколько микрон, то квантованные значения проводимости уже не наблюдаются [3, 6]. Более того, в недавней работе [16] показано, что в двумерных ТИ с длинными (до 0.1 мм) краями не наблюдается практически никакого роста сопротивления при уменьшении температуры вплоть до 100 мК, т.е. нет никаких признаков одномерной локализации. Для объяснения описанного выше поведения в работе [17] была построена теория транспорта по одномерным каналам, интенсивно обменивающимся с металлическими "каплями", прилегающими к краю образца. Подобные капли также наблюдались в экспериментах с использованием сканирующего туннельного микроскопа [18]. Скорее всего, друдевское поглощение именно ими приводит к разогреву электронов, движущихся вдоль края ямы (см. рис. 3b). Тогда пики ФП, наблюдаемые, когда уровень Ферми расположен между дираковской точкой и дном зоны проводимости, естественным образом объясняются тем, что вероятность и, соответственно, концентрация указанных металлических (электронных) "капель" растет по мере приближения уровня Ферми к дну зоны проводимости. Друдевский характер поглощения также подтверждается тем, что величина ФП для длины волны 184 мкм относится к ее величине при 118 мкм как λ^2. Приведенный механизм ФП также объясняет отсутствие пика, когда уровень Ферми расположен вблизи валентной зоны. Очевидно, что в этом случае имеются только дырочные капли, содержащие значительно менее подвижные дырки. Это, как было отмечено при обсуждении ФП валентной зоны, приводит к резкому уменьшению друдевского поглощения с соответствующим падением ФП.

На рис. 3c приведены результаты измерения ФП в магнитных полях до 1.5 Тл. Хорошо видно, что магнитное поле сильно видоизменяет поведение ФП: она заметно растет до 1 Тл, а при дальнейшем увеличении магнитного поля до 1.5 Тл резко падает, а пик ФП сдвигается фактически в зону проводимости. Подобное поведение ФП также говорит в пользу предложенного механизма друдевского "квазиобъемного" поглощения терагерцового излучения с последующим разогревом одномерных электронов, поскольку в таких магнитных полях не должно существовать практически никакого влияния магнитного поля как на характер, так и на спектр краевых состояний [19]. При этом данные рис. 3c позволяют говорить, что пик такого поглощения расположен в окрестности магнитного поля 1 Тл, что соответствует величине циклотронной массы, равной $m_n = 0.01m_0$. Отметим, что для всех остальных исследованных образцов наблюдалась такая же картина. Полученная величина хорошо согласуется с расчетами эффективной массы на дне зоны проводимости для ям толщиной 8 нм [20]. Таким образом, данные по терагерцовой ФП подтверждают наличие металлических капель, интенсивно взаимодействующих с краевыми состояниями.

Благодарим за полезное обсуждение результатов и интерес к работе С.Н. Артеменко, А.В. Чаплика и М.В. Энтина. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты # 13-02-12148, 14-02-01246 и 14-02-31631), РАН (проект # 24.11), Министерства образования и науки Российской Федерации и DFG (Japanese-German joint research unit FOR 1483).

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).

2. X.-L. Qi and S.-C. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).
3. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X.-L. Qi, and Sh.-Ch. Zhang, Science **318**, 766 (2007).
4. A. Roth, C. Brune, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi, and Sh.-Ch. Zhang, Science **325**, 294 (2009).
5. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, O. A. Shega, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **84**, 121302(R) (2011).
6. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, Phys. Rev. B **87**, 081311 (R) (2013).
7. G. M. Gusev, A. Levin, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, Phys. Rev. Lett. **110**, 076805 (2013).
8. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Е. Г. Новик, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, ФНТ **37**(3), 258 (2011).
9. J. Karch, P. Olbrich, M. Schmalzbauerб C. Zoth, C. Brinsteiner, M. Fehrenbacher, U. Wurstbauer, M. M. Glazov, S. A. Tarasenko, E. L. Ivchenko, D. Weiss, J. Eroms, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, S. D. Ganichev, Phys. Rev. Lett. **105**, 227402 (2010).
10. S. D. Ganichev, E. L. Ivchenko, and W. Prettl, Physica E **14**, 166 (2002).
11. E. Ziemann, S. D. Ganichev, I. N. Yassievich, V. I. Perel, and W. Prettl, J. Appl. Phys. **87**, 3843 (2000).
12. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, Phys. Rev B **88**, 195305 (2013).
13. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006).
14. O. E Raichev, Phys. Rev. **B 85**, 045310 (2012).
15. S. N. Artemenko and V. O. Kaladzhyan, Письма в ЖЭТФ **97**, 88 (2013).
16. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon et al., Phys. Rev. B **89**, (2014).
17. J. I. Vayrynen, M. Goldstein, and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **110**, 216402 (2013).
18. M. König, M. Baenninger, A. G. F. Garcia, N. Harjee, B. L. Pruitt, C. Ames, Ph. Leubner, Ch. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, and D. Goldhaber-Gordon, Phys. Rev. X **3**, 021003 (2013).
19. B. Scharf, A. Matos-Abiague, and J. Fabian, Phys. Rev. B **86**, 075418 (2012).
20. М. С. Жолудев, *Кандидатская дисс.*, Н. Новгород (2013).