

Квантовая емкость трехмерного топологического изолятора на основе HgTe

Д.А. Козлов^{1,2}, D. Bauer³, J. Ziegler³, R. Fischer³, М.Л. Савченко^{1,2},
З.Д. Квон^{1,2}, Н.Н. Михайлов¹, С.А. Дворецкий¹, D. Weiss³

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, г. Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: kvon@isp.nsc.ru

²Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, 630090, Россия

³Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, Regensburg D-93040, Germany

Статья поступила в редакцию 23 декабря 2016 г., опубликована онлайн 24 февраля 2017 г.

Экспериментально изучена квантовая емкость, напрямую характеризующая плотность состояний высокоподвижных дираковских двумерных состояний, образующихся на поверхности напряженной пленки HgTe. Показано, что наблюдаемые в магнетоемкости квантовые осцилляции, в отличие от осцилляций в магнитотранспорте, где вклад дают все существующие типы носителей, соответствуют электронам на верхней поверхности пленки. Таким образом, емкостная спектроскопия является селективным методом для исследования свойств отдельной топологической поверхности даже в условиях большого количества объемных носителей. Благодаря этой особенности впервые получены данные о фазовом сдвиге осцилляций Шубникова–де Гааза, часто ассоциируемом с фазой Берри, для отдельного дираковского конуса, а также получена зависимость величины сдвига от положения уровня Ферми.

Експериментально вивчено квантову ємність, яка безпосередньо характеризує щільність станів високо-рухливих діраківських двовимірних станів, що утворюються на поверхні напруженої плівки HgTe. Показано, що квантові осциляції магнітоємності, які спостерігаються, на відміну від осциляцій в магнітотранспорті, де внесок дають всі існуючі типи носіїв, відповідають електронам на верхній поверхні плівки. Таким чином, ємнісна спектроскопія є селективним методом для дослідження властивостей окремої топологічної поверхні навіть в умовах великої кількості об'ємних носіїв. Завдяки цій особливості вперше отримано дані про фазовий зсув осциляцій Шубнікова–де Гааза, який часто асоціюється з фазою Беррі, для окремого діраківського конуса, а також отримано залежність цієї величини від положення рівня Фермі.

PACS: **73.25.+i** Поверхностная проводимость и явления переноса;
73.20.At Поверхностные состояния, зонная структура, электронная плотность состояний;
73.43.-f Квантовые эффекты Холла.

Ключевые слова: трехмерный топологический изолятор, теллурид ртути, магнитотранспорт, квантовый эффект Холла.

Введение

Трехмерные топологические изоляторы (3-dimensional topological insulators, 3DTI) представляют новый класс материалов с изолирующим объемом и двумерными (2D) проводящими поверхностными состояниями [1–4]. Свойства поверхностных состояний интересны в силу их невырожденного по спину и линейного закона дисперсии, жесткой связи спина и импульса, отсутствием обратного рассеяния [4,5]. Напряженная пленка HgTe

— представитель класса сильных 3DTI высокого качества с возможностью наблюдения квантования Ландау и холловских плато вплоть до слабых магнитных полей [6,7]. Объемный HgTe обладает нулевой запрещенной зоной, однако энергетическую щель можно создать с помощью напряжения, возникающего, например, естественным образом в процессе роста пленки HgTe на подложке из CdTe, имеющего на 0,3% большую постоянную решетку. Как показывает расчет электронного спектра

[6,8], созданного таким образом напряжения достаточно для открытия непрямой объемной щели порядка 15 мэВ.

Экспериментально в 3DТИ на основе HgTe изучен транспортный отклик в классических и квантующих магнитных полях [6,7,9,10]; проведена фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением [11]; исследована фотопроводимость, а также другие магнитооптические эффекты [8,12–14]. В недавней работе [15] изучен эффект сверхпроводниковой близости. Благодаря высокой подвижности носителей в исследуемой системе наблюдаются ярко выраженные осцилляции Шубникова–де Гааза (Shubnikov–de Haas, SdH) в магнитных полях менее 1 Тл [6,7,11]. Они возникают вследствие квантования как дираковских частиц на обеих поверхностях, так и объемных носителей, и модифицируют плотность состояний (density of states, DoS). Измерение емкости позволяет напрямую изучать термодинамическую DoS 3DТИ $D = dn/d\mu$ (n — концентрация носителей, μ — электрохимический потенциал). Полное значение емкости, измеряемое между расположенным над структурой затвором и двумерной электронной системой (2-dimensional electron system, 2DES), определяется последовательно соединенными геометрической и квантовой e^2D емкостью (e — элементарный заряд), отражая конечную плотность состояний 2DES [16–20]. В настоящей работе показано, что, в отличие от транспортных измерений, где вклад в SdH осцилляции неизбежно дают все группы носителей, осцилляции измеряемой емкости системы отра-

жают свойства только одной (верхней, т.е. ближней к затвору) поверхности 3DТИ.

Описание экспериментальных образцов и методики эксперимента

Эксперименты выполнены на напряженной 80 нм пленке HgTe, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (013)-ориентированной подложке CdTe [7,8]. Толщина $d = 80$ нм выбрана как, с одной стороны, достаточно большой, чтобы избежать перекрытия волновых функций поверхностных состояний, возникающего при толщинах пленки менее 50 нм, так и, с другой стороны, достаточно малой по сравнению с пределом псевдоморфного роста, составляющего порядка 150 нм [6]. Подвижность дираковских поверхностных состояний достигала значений до $4 \cdot 10^5$ см²/(В·с) [7,10]. Схематический разрез структуры представлен на рис. 1(а). С помощью фотолитографии и химического травления были изготовлены холловские мостики, центральная часть которых снабжена Ti/Au затвором (рис. 1(в)). В качестве диэлектрического слоя использованы два типа диэлектриков: первый представлял собой 100 нм слой SiO₂ и 200 нм слой Si₃N₄, выращенные по технологии плазмохимического осаждения при 100 °С, и второй, 80 нм слой Al₂O₃, выращенный по технологии атомно-слоевого осаждения при 80 °С. Измерения полной емкости C между затвором и слоем HgTe выполнены на нескольких образцах из одной шайбы при $T = 1,5$ К в магнитных полях до 13 Тл.

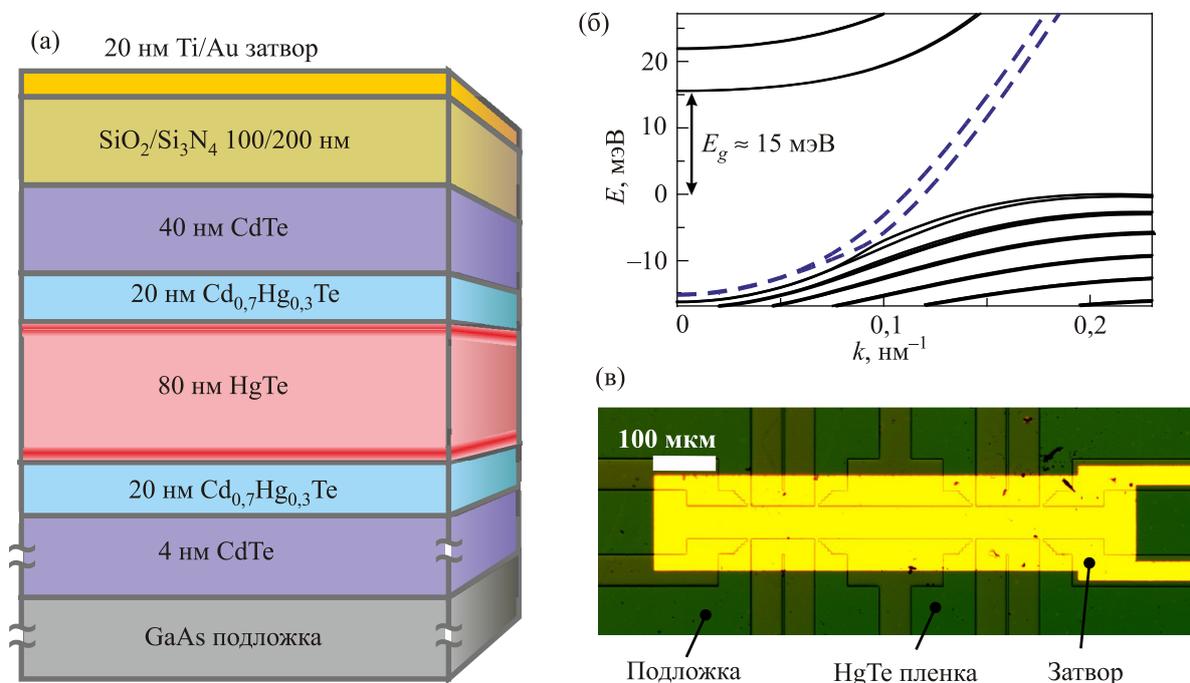


Рис. 1. (Онлайн в цвете) (а) Схематический разрез гетероструктуры с изолятором SiO₂/Si₃N₄, дираковские поверхностные состояния показаны красным. (б) Рассчитанная зонная диаграмма исследуемой структуры (из работы [8]). (в) Микрофотография центральной части исследуемого образца (холловского мостика) с указанием масштаба.

Магнитотранспортные измерения проведены при использовании стандартной техники синхронного детектирования на частотах $\omega/2\pi = 0,5\text{--}12$ Гц и измерительных токах 10–100 нА, исключая эффекты разогрева. Емкостные измерения проводились при подаче на затвор одновременно постоянного напряжения смещения V_g и много меньшего по амплитуде переменного напряжения частотой от 1 до 300 Гц. Измерения прошедшего через образец переменного тока проводились методом фазочувствительного синхронного детектирования. Отсутствие резистивных эффектов контролировалось отсутствием мнимой составляющей в протекающем через образец переменном токе. Резистивные эффекты возникают при нарушении условия $R\omega C \ll 1$, к примеру, когда эквивалентное сопротивление 2DES R значительно возрастает в сильных магнитных полях при целых номерах заполнения уровней Ландау. В этих случаях проводились дополнительные измерения на пониженных частотах вплоть до 1 Гц.

Экспериментальные результаты

Типичные для исследуемых структур зависимости удельного ρ_{xx} и холловского ρ_{xy} сопротивлений от напряжения на затворе V_g представлены на рис. 2(а). Зависимость $\rho_{xx}(V_g)$, измеренная в нулевом магнитном поле, имеет максимум вблизи $V_g = 1,5$ В, в этой же области холловское сопротивление меняет знак, что указывает на непосредственную близость к точке зарядовой нейтральности (charge neutrality point, CNP). Как отмечено ранее, исследуемая пленка HgTe — типичный 3DТИ с непрямой объемной щелью порядка 15 мэВ. Наиболее точный расчет его спектра дан в работе [8] и представлен на рис. 1(б). Объемная щель пересекается ветвями дисперсии поверхностных состояний.

Обратим внимание, что точка нулевой энергии для поверхностных электронов находится на глубине ≈ 10 мэВ от потолка валентной зоны, поэтому объемные дырки могут сосуществовать с поверхностными электронами, а CNP соответствует равной концентрации объемных дырок и дираковских электронов. Ветвь дисперсии для поверхностных дырок находится значительно глубже по энергии (на ≈ 100 мэВ ниже, на рис. 1(б) не показано) в экспериментально не достижимой для измерений области, поэтому в исследуемой системе поверхностными носителями всегда выступают электроны, а наблюдаемые дырки всегда являются объемными. Как было продемонстрировано в недавних работах [7,10], подробный анализ магнитотранспортных свойств в классических и квантующих магнитных полях позволяет достоверно идентифицировать различные типы носителей, а также определять особые точки, соответствующие CNP, потолку валентной зоны E_v и дну зоны проводимости E_c .

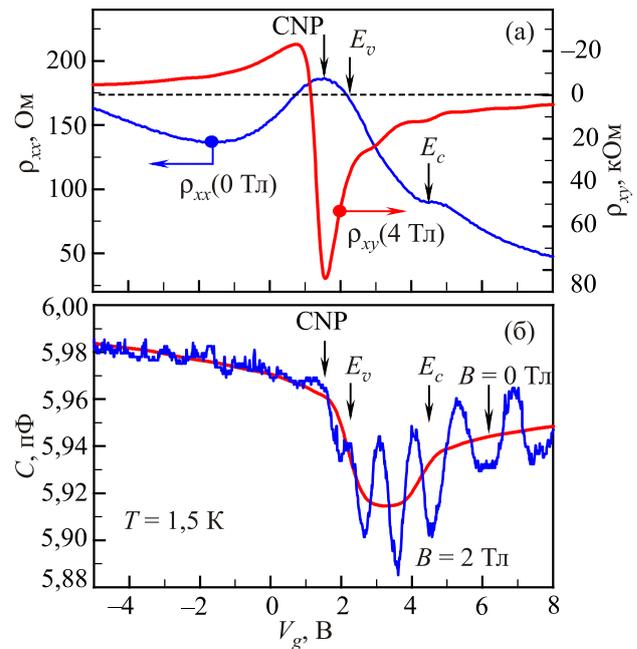


Рис. 2. (Онлайн в цвете) (а) Зависимость удельного сопротивления ρ_{xx} при $B = 0$ и холловского сопротивления ρ_{xy} при $B = 4$ Тл от напряжения на затворе V_g при $T = 1,5$ К. Вблизи точки зарядовой нейтральности (CNP) ρ_{xx} имеет максимум, ρ_{xy} изменяет знак. (б) Емкость, измеренная при $B = 0$ (красная кривая) и $B = 2$ Тл (синяя). Широкий минимум соответствует уменьшению плотности состояний, когда E_F находится в объемной запрещенной зоне. Вертикальными стрелками отмечены: точка зарядовой нейтральности (CNP) и две точки, когда уровень Ферми касается потолка валентной зоны (E_v) и дна зоны проводимости (E_c).

Зависимость емкости $C(V_g)$, измеренная при $B = 0$ для того же образца и в том же цикле захлаживания, представлена на рис. 2(б) красным цветом. Упрощенно эквивалентную схему образа C можно представить как две последовательно включенные геометрическую C_{gt} и квантовую C_q емкости, где $C_{gt} = \epsilon_{gt} \epsilon_0 A / d_{gt}$ отвечает за падение потенциала в диэлектрических слоях между 2DES и затвором общей толщиной d_{gt} и усредненной диэлектрической постоянной ϵ_{gt} , A — подзатворная площадь ПИ; $C_q = Ae^2 D$ отражает изменение электрохимического потенциала в HgTe за счет конечной плотности состояний D . Таким образом, наблюдаемый на зависимости $C(V_g)$ широкий минимум в диапазоне $V_g = 2,5\text{--}4$ В соответствует минимуму плотности состояний, что обусловлено попаданием уровня Ферми E_F в область объемной энергетической щели, где присутствуют только легкие дираковские частицы с малой эффективной массой. В областях левее E_v ($V_g < 2,2$ В) и правее E_c ($V_g > 4,5$ В) наблюдается заметный рост емкости, что связано с попаданием E_F в объемные зоны. Объемные носители, особенно дырки, обладают большей величиной эффективной массы, а

также спиновым и долинным (только дырки) вырождением и, как следствие, большей D , что и приводит к росту C . Отсутствие насыщения в емкости при больших V_g связано, по-видимому, с постепенным увеличением геометрической емкости, обусловленным, в свою очередь, «прижатием» волновых функций объемных носителей к затвору сильным приложенным электрическим полем. На рис. 2(б) синим цветом представлена зависимость $C(V_g)$, измеренная при $B = 2$ Тл. Справа от CNP наблюдаются отчетливые осцилляции, при этом среднее значение емкости совпадает с измеренным в нулевом поле.

Основной акцент в данной статье сделан на сравнительном анализе SdH-осцилляций в транспортном и емкостном откликах системы. Формирование уровней Ландау и вслед за этим осцилляции в зависимостях $C(V_g)$ и $\rho_{xx}(V_g)$ начинают проявляться в магнитных полях $B > 0,5$ Тл. Набор кривых $\rho_{xx}(V_g)$ и $C(V_g)$, измеренных в диапазоне 0–10 Тл с шагом 1 Тл, представлен на рис. 3(а) и (в) соответственно. Зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ выглядят почти симметрично с выраженным максимумом в области CNP. Отчетливый максимум сопротивления вблизи CNP связан, по-видимому, с открытием энергетической щели в сильных магнитных полях и индуцированным магнитным полем переходом от полуметаллического, когда в системе сосуществуют электроны и дырки, к изолирующему поведению, когда носители в системе отсутствуют. Это предположение подтвержда-

ется глубоким минимумом $C(V_g)$ в области CNP, наблюдаемым в сильных полях начиная с $B = 5$ Тл.

На обоих типах зависимостей наблюдаются осцилляции как в электронной (т.е. справа от CNP), так и в дырочной области (слева от CNP), при этом в транспортном отклике дырочные осцилляции проявляются уже при 2 Тл, в то время как в емкости они возникают лишь начиная с 6 Тл. Такая электронно-дырочная и транспортно-емкостная асимметрия возникает вследствие более высокой эффективной массы дырок по сравнению с электронами, как поверхностными, так и объемными, и соответствующего уменьшения чувствительности емкостной методики при увеличении отношения C_q/C_{gt} в валентной зоне. Отметим, что в сильных полях осцилляции $\rho_{xx}(V_g)$ и $C(V_g)$ не только имеют разную амплитуду для электронов и дырок, но и разную частоту следования по V_g в электронной области. Для дальнейшего анализа этого явления будут использованы двумерные цветные карты осцилляций проводимости и емкости в зависимости от V_g .

В сильных магнитных полях диапазон изменения величины $\rho_{xx}(V_g)$ составляет почти три порядка, что затрудняет построение качественной цветной карты по этим данным. Однако если перестроить $\rho_{xx}(V_g)$ в соответствующие кривые $\sigma_{xx}(V_g)$, то каждая результирующая зависимость $\sigma_{xx}(V_g)$ будет иметь диапазон менее одного порядка (см. рис. 3(б)), а осцилляции SdH станут более однородными по амплитуде. Очевидно,

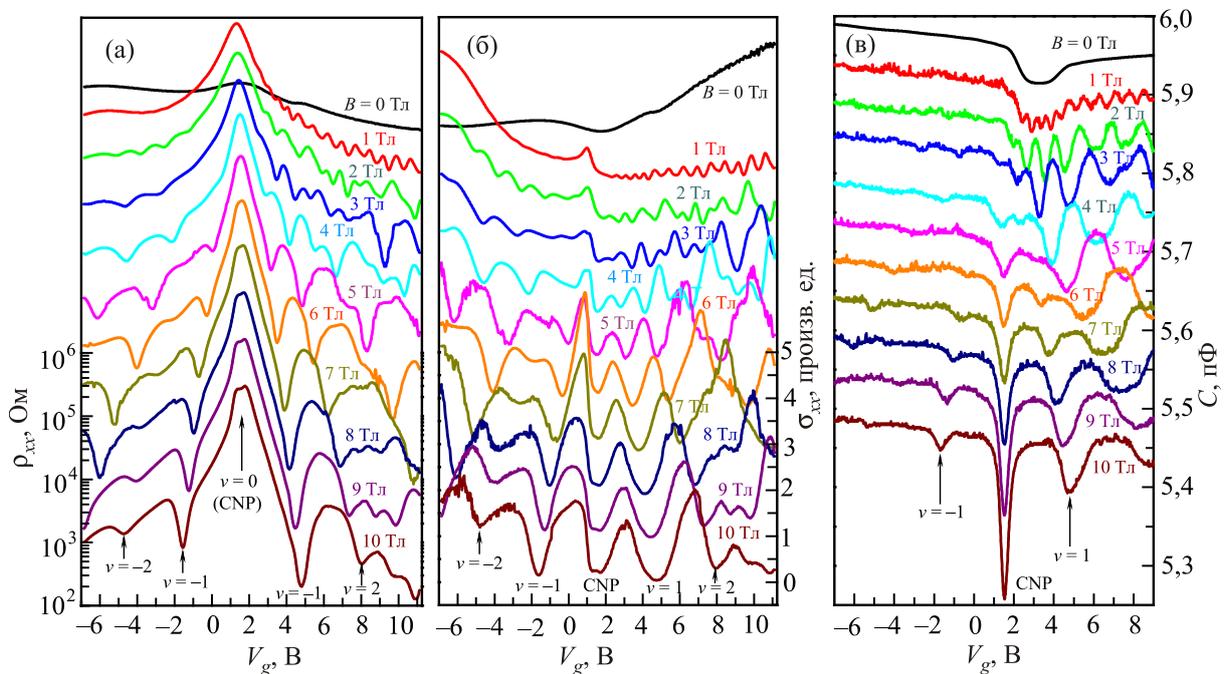


Рис. 3. (Онлайн в цвете) (а) Зависимости магнитосопротивления $\rho_{xx}(V_g)$ в логарифмическом масштабе, измеренного в диапазоне магнитных полей от 0 до 10 Тл. (б) Зависимости магнитопроводимости $\sigma_{xx}(V_g) = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$ в тех же условиях. Каждая кривая нормирована из условия $\langle \sigma_{xx}(V_g) \rangle = 1$ (см. текст) (в). Зависимости емкости $C(V_g)$ в тех же условиях. Кривые сдвинуты по вертикали для ясности.

что изображение осцилляций проводимости предпочтительнее, чем сопротивления. С другой стороны, за счет классических эффектов средняя величина проводимости σ_{xx} квадратично падает с магнитным полем, что создает разницу в величине проводимости в нулевом и сильных полях на несколько порядков, что также ухудшает контраст цветной карты. Поэтому для увеличения контраста цветной карты используем данные $\sigma_{xx}(V_g)$, но каждый набор данных $\sigma_{xx}(V_g)$ будем нормировать исходя из условия $\langle \sigma_{xx}(V_g) \rangle = 1$, где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по всему диапазону напряжений на затворе. Данные магнитоёмкости не требуют нормировки, т.к. в магнитном поле ёмкость осциллирует вокруг значения в нулевом поле, поэтому диапазон изменения $C(V_g)$ достаточно мал. Исходя из этого логично представить данные ёмкости в виде разницы между измеряемой ёмкостью и ёмкостью в нулевом магнитном поле $\delta C = C(V_g, B) - C(V_g, B = 0)$.

Данные магнитотранспорта и магнитоёмкости во всем диапазоне затворных напряжений и магнитных полей представлены в виде цветных 2D карт в зависимости от V_g и B на рис. 4(а) и (б). Начнем с анализа поведения σ_{xx} . На построенной 2D карте отслеживаются максимумы красного цвета, соответствующие уровням Ландау, и минимумы синего цвета, соответствующие щелям между уровнями. Отметим, что положения обоих типов экстремумов практически симметричны относительно вертикальной линии CNP, что говорит об электрон-дырочной симметрии в сильном поле. Известно, что в сильных магнитных полях расстояние ΔV_g между соседними минимумами σ_{xx} соответствует изменению полной концентрации $\Delta n = eB/h$ [7,10], из которой при 10 Тл рассчитывается скорость заполнения $dn/dV_g = \alpha_{total} = 7,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}/\text{В}$. Скорость заполнения α_{total} описывает изменение полной концентрации n , т.е. суммы концентраций поверхностных и объемных электронов и разницы с концентрацией объемных дырок, с изменением V_g . Величина α_{total} прямо пропорциональна удельной ёмкости $C/A = edn/dV_g$ и соответствует $C/A = e\alpha_{total} = 1,22 \cdot 10^{-4} \text{ Ф/м}^2$. Эта величина близка к расчетной удельной ёмкости $C/A = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ Ф/м}^2$, полученной с учетом подзатворной площади $A = 0,05 \text{ мм}^2$, толщины и диэлектрических констант слоев квантовой ямы: 200 нм Si_3N_4 с $\epsilon = 7,5$; 100 нм SiO_2 с $\epsilon = 3,5$; 40 нм CdTe с $\epsilon = 10,2$; 20 нм CdHgTe с $\epsilon \approx 13$; 5–7 нм HgTe с $\epsilon \approx 21$.

На основе полученного значения α_{total} можно построить веер уровней Ландау, т.е. набор зависимостей ожидаемого положения минимумов σ_{xx} от B и V_g , изображенный пунктирными линиями на рис. 4(а). Видно, что он хорошо соответствует экспериментальным данным при низких уровнях заполнения ν . Для $\nu > 2$ на электронной стороне минимумы существенно отклоняются от рассчитанного веера. Причины такого поведения будут проанализированы ниже. Слева от CNP, где SdH осцилляции возникают благодаря квантованию

объемных дырок, рассчитанный веер уровней Ландау совпадает с экспериментом во всем диапазоне магнитных полей и затворных напряжений. Наложим полученный веер Ландау на магнитоёмкостные экспериментальные данные $\delta C(V_g, B)$, представленные на рис. 4(б). Хорошо видно, что и в ёмкости дырочные осцилляции отлично согласуются с полученным веером. Однако в отличие от магнитотранспортных данных практически во всей электронной области затворных напряжений осцилляции ёмкости не согласуются с полученным веером. Поскольку полная скорость заполнения α_{total} никак не зависит от применяемой методики, такое поведение указывает на тот факт, что справа от CNP в формировании ёмкостных осцилляций участвуют не все носители, а лишь их часть.

Похожая картина наблюдалась ранее и в некоторых магнитотранспортных измерениях [7,10]. В этих работах было показано, что в исследуемой системе в слабых магнитных полях поведение осцилляций определяется концентрацией носителей только на верхней поверхности 3DТИ, в то время как нижняя поверхность, с меньшей концентрацией и недостаточным разделением уровней Ландау в ней, участвовала лишь как заряженный фон, забирающий на себя часть скорости заполнения в соответствии с формулой $\alpha_{top} + \alpha_{bot} = \alpha_{total}$. Сравним поведение транспортных и ёмкостных осцилляций в слабых полях более подробно.

Двумерные цветные карты осцилляций проводимости и ёмкости в масштабе $B = 0-1,5$ Тл и $V_g = -0,5-8$ В представлены на рис. 4(в) и (г). Для получения лучшего разрешения на транспортной карте изображена вторая производная $d^2\sigma_{xx}/dV_g^2$, при этом для большего контраста каждая зависимость $d^2\sigma_{xx}(V_g)/dV_g^2$ предварительно нормирована на свое среднеквадратичное значение; как и ранее, красные области соответствуют максимумам σ_{xx} и уровням Ландау, а синие — минимумам σ_{xx} и щелям между уровнями.

В области слабых полей отчетливые осцилляции наблюдаются только на электронной стороне спектра, при этом поведение ёмкости и проводимости становится чрезвычайно похожим друг на друга: за исключением области $V_g > 4,5$ В, $B > 1$ Тл и σ_{xx} , и δC демонстрируют два набора практически идентичных однородных осцилляций. Их подгонка двумя различными веерами Ландау приводит к отчетливому переходу при $V_g = 4,4$ В: вертикальная линия $V_g = 4,4$ В разделяет осцилляции на две области, каждая из которых подгоняется своим веером Ландау, причем одинаковыми для ёмкости и проводимости. Поскольку точка по затворному напряжению $V_g = 4,4$ В совпадает с определенным ранее дном объемной зоны проводимости, естественным образом возникает следующее объяснение: осцилляции как слева так и справа от E_c формируются одними и теми же носителями — электронами на верхней поверхности 3DТИ; при $V_g > 4,4$ В E_F попадает в объемную зо-

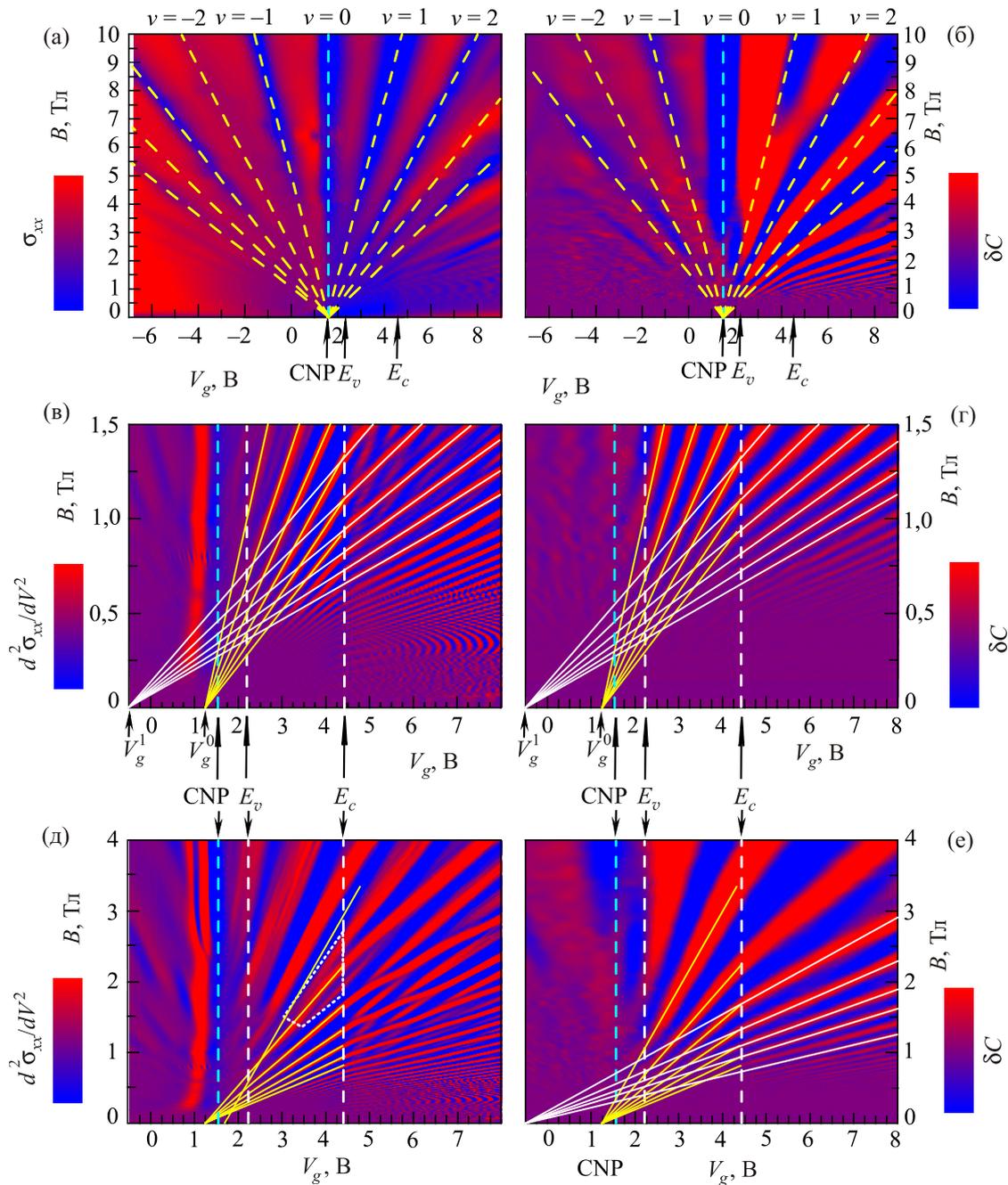


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Цветные двумерные карты осцилляций магнитопроводимости ((а), (в) и (д)) и магнитоёмкости ((б), (г) и (е)) в координатах V_g и B . Масштабы слева и справа в каждой строчке совпадают. Красному цвету соответствуют максимумы проводимости и ёмкости, т.е. уровни Ландау, синему — минимумы проводимости и ёмкости, т.е. щели между уровнями. (а) и (б) — сильные магнитные поля до 10 Тл, полный диапазон затворных напряжений. Пунктирными линиями отмечен веер щелей между уровнями Ландау, построенный в предположении, что все группы носителей участвуют в квантовании (см. текст), символы ν с соответствующими цифрами обозначают полные факторы заполнения. (в) и (г) — детальное изображение осцилляций в области слабых магнитных полей до 1,5 Тл. Построено два веера уровней Ландау, соответствующих осцилляциям дираковских электронов на верхней поверхности при расположении уровня Ферми в объёмной щели, а также в зоне проводимости. Отметки V_g^0 и V_g^1 соответствуют центрам вееров (см. текст). (д) и (е) — область промежуточных магнитных полей до 4 Тл. Изображены те же вееры уровней Ландау, что и на (в) и (г). Пунктиром отмечена область расщепления уровней.

ну проводимости, и это приводит к уменьшению парциальной скорости заполнения дираковских электронов, участвующих в формировании уровней Ландау в слабых магнитных полях.

Определим эту скорость заполнения численно через расстояние ΔV_g между минимумами (или максимумами) δC при фиксированном B : в области объёмной щели ($2,2 \text{ В} < V_g < 4,4 \text{ В}$) получаем $\alpha_{\text{top}}^{\text{gap}} = 5,25 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}/\text{В}$, в

то время как в объемной зоне проводимости $\alpha_{\text{top}}^{\text{gap}} = 3,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}/\text{В}$. Это означает, что в запрещенной зоне $\alpha_{\text{top}}^{\text{gap}}/\alpha_{\text{total}} = 70\%$ общей скорости заполнения приходится на верхнюю поверхность, оставшиеся 30% соответствуют нижней поверхности. Уменьшенная $\alpha_{\text{top}}^{\text{bulk}}$ в зоне проводимости составляет $0,44\alpha_{\text{total}}$, следовательно, оставшиеся 56% от общей скорости заполнения распределяются между электронами на нижней поверхности и в объеме. Заметим, что адекватные значения скоростей заполнения получаются только в предположении о спиновой невырожденности уровней Ландау. Спиновое вырождение отсутствует во всем диапазоне магнитных полей вплоть до 0,5 Тл, когда все осцилляции одновременно исчезают, что подтверждает топологическую природу поверхностных состояний.

Экстраполяция построенных вееров уровней Ландау к горизонтальной оси $B \rightarrow 0$ приводит к двум гипотетическим точкам на оси V_g , обозначенным $V_g^0 = 1,25 \text{ В}$ и $V_g^1 = -0,5 \text{ В}$. Эти точки соответствуют исчезновению электронов с верхней поверхности при условии, что соответствующие скорости $\alpha_{\text{top}}^{\text{bulk}}$ или $\alpha_{\text{top}}^{\text{gap}}$ оставались бы постоянными во всем диапазоне V_g . Это предположение, конечно, не соответствует действительности, так как каждая из приведенных скоростей заполнения электронов на верхней поверхности работает только при положениях уровня Ферми в зоне проводимости и в запрещенной зоне соответственно. Далее, переход E_F в валентную зону должен значительно снижать скорость заполнения. Поэтому точки V_g^0 и V_g^1 соответствуют лишь виртуальным занулениям, в то время как реальное исчезновение электронов на верхней поверхности происходит глубоко в валентной зоне, если происходит вообще.

Вернемся к анализу осцилляций магнитотранспорта, представленных на рис. 4(в). Как было отмечено выше, в слабых магнитных полях наблюдаемое поведение осцилляций совпадает с таковым для емкости, однако в диапазоне $V_g > 4,5 \text{ В}$, $B > 1 \text{ Тл}$ на веер уровней Ландау, формируемых электронами на верхней поверхности, накладывается дополнительная структура, указывающая на осциллирующий отклик каких-то других носителей. Эта структура становится еще более выраженной на карте осцилляций проводимости, построенной для промежуточных магнитных полей до 4 Тл и представленной на рис. 4(д). Видно, что в зоне проводимости однородный набор уровней Ландау переходит в сложный ромбоподобный узор с множеством пересечений. Наконец, даже в запрещенной зоне, где объемные носители отсутствуют, по мере увеличения магнитного поля наблюдается расщепление уровней Ландау (область расщепления отмечена точками). Таким образом, можно заключить, что уже начиная с поля $B = 1,5 \text{ Тл}$ в транспортные осцилляции дают вклад все возможные носители тока (объемные носители, электроны с обеих поверхностей), что приводит к

сложной картине квантовых осцилляций как функции B и V_g . Напротив, построенная в том же диапазоне B и V_g карта осцилляций магнитоемкости (рис. 4(е)) все еще демонстрирует однородный набор уровней, формируемых верхней поверхностью с дираковскими электронами. Намек на отклонение от этой простой картины наблюдается лишь в сильных магнитных полях, хотя и в значительно меньшей степени по сравнению с транспортом. Таким образом, поведение осцилляций магнитоемкости в широком диапазоне магнитных полей и положений уровней Ферми определяется свойствами электронов только на одной поверхности топологического изолятора, что указывает на высокую селективность этой методики.

Тот факт, что слабополевые осцилляции описываются спин-невырожденными уровнями Ландау, подтверждает топологическую природу поверхностных состояний. С другой стороны, фаза SdH-осцилляций δ , определяемая через выражение $(1/B_{\text{min},n})/\Delta_{1/B} = n + \delta$, служит дополнительным индикатором топологических поверхностных состояний [21]. В этой формуле B_{min} — положение n -го минимума осцилляций, $\Delta_{1/B}$ — период осцилляций в обратном магнитном поле. Фаза может быть оценена путем линейной экстраполяции к нулю обратного поля зависимости $1/B_{\text{min},n}$ от номера осцилляции n . Благодаря селективности к емкостной спектроскопии верхней поверхности, необходимый набор осцилляций с высокой точностью может быть легко получен путем измерения зависимостей $\delta C(B)$ при фиксированных V_g . Набор зависимостей $1/B_{\text{min}}(n)$, полученный из осцилляций $\delta C(B, V_g = 2, 3, \dots, 6 \text{ В})$, представлен на рис. 5(а). Там же для сравнения изображена одна зависимость такого же типа, но построенная на основе анализа данных магнитотранспорта при $V_g = 6 \text{ В}$. В то время как минимумы, полученные из анализа емкости, хорошо описываются прямыми линиями, пересекающими горизонтальную ось с ожидаемым сдвигом от нуля δ , представленным на рис. 5(б). Соответствующая зависимость для минимумов осцилляций в транспорте описывается лишь двумя линиями, условно разделяя полученную зависимость на слабополевую и сильнополевую области. В слабых полях, когда осцилляции магнитотранспорта возникают только от верхней поверхности и тем самым повторяют поведение магнитоемкости, полученный из транспортных данных фазовый сдвиг $\delta_{\text{transport}} = 0,72 \pm 0,04$ демонстрирует то же значение, что возникает из емкостных данных $\delta_{\text{capacitance}} = 0,7 \pm 0,04$. В сильных полях в формировании SdH-осцилляций участвуют несколько групп носителей, а извлеченный из подгонки данных в этой области сдвиг уже близок к нулю, как ожидается для обычной, т.е. нетопологической, 2DES. На рис. 5(б) показана эволюция фазы δ , извлеченной из емкостных данных, как функции V_g . В области затворных напряжений, соответствующих расположению E_F в объемной запрещенной зоне, величина

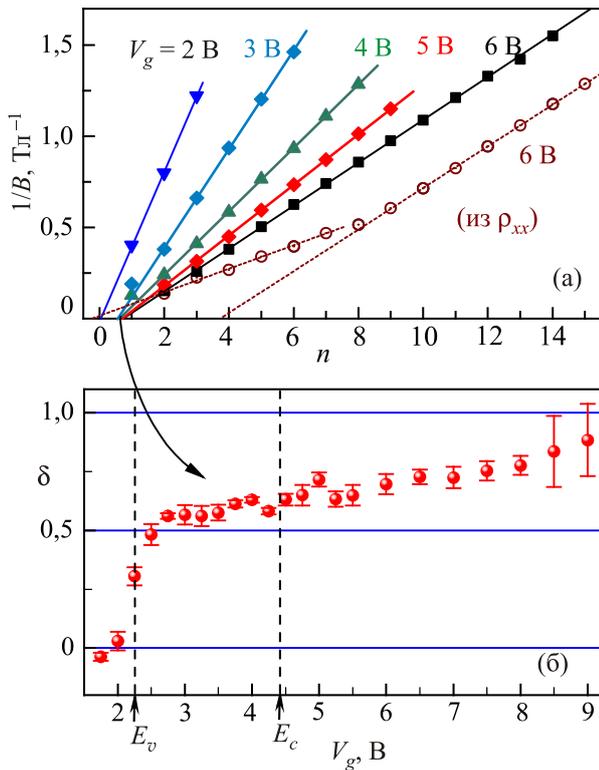


Рис. 5. (Онлайн в цвете) (а) Зависимости положения минимумов осцилляций магнетосопротивления и магнитопроводимости (одна кривая при $V_g = 6\text{ В}$) в обратном магнитном поле, измеренные при фиксированных затворных напряжениях $V_g = 2, 3, \dots, 6\text{ В}$, от номера n осцилляций. Через экспериментальные зависимости проведены подгоночные прямые, экстраполированные до пересечения с горизонтальной осью. Точка пересечения прямых с осью соответствует фазе осцилляций δ , ассоциируемой с фазой Берри дираковских электронов. (б) Зависимость фазы осцилляций δ , полученной из данных (а), от затворного напряжения V_g .

δ оказывается близка к 0,5, как и ожидается для отдельного дираковского конуса. Величина δ быстро обращается в нуль по мере того, как E_F попадает в валентную зону и, напротив, постепенно растет при увеличении V_g , приближаясь к 1 при максимальных положительных V_g . Последнее наблюдение может быть объяснено гибридизацией поверхностных и объемных носителей глубоко в зоне проводимости. Измерения доказывают, что конечный фазовый сдвиг δ , который часто связывается с фазой Берри, приобретаемой электронами в магнитном поле, может быть обнаружен, только если осцилляции возникают от одной топологической поверхности.

Заключение

В работе представлены экспериментальные данные о квантовой емкости трехмерного топологического изолятора на основе напряженной пленки HgTe. Величина квантовой емкости напрямую характеризует плотность состояний двумерных дираковских состоя-

ний, а также объемных носителей. Показано, что наблюдаемые в магнетосопротивлении квантовые осцилляции соответствуют электронам на верхней поверхности пленки, что контрастирует с магнитотранспортным откликом, вклад в осцилляции которого дают все существующие типы носителей. Таким образом, емкостная спектроскопия является селективным методом для исследования свойств отдельной топологической поверхности даже в условиях большого количества объемных носителей. Благодаря этой особенности впервые получены данные о фазовом сдвиге осцилляций Шубникова–де Гааза, часто ассоциируемом с фазой Берри, для отдельного дираковского конуса, а также зависимость этой величины от положения уровня Ферми.

Работа поддержана Российским Научным Фондом (грант № 16-02-10041). D.B., R.F., J.Z. и D.W. благодарят DFG (SPP 1660) и Elite Network of Bavaria за поддержку.

1. M.Z. Hasan and C.L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
2. J.E. Moore, *Nature* **464**, 194 (2010).
3. X.-L. Qi and S.-C. Zhang, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057 (2011).
4. Y. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **82**, 102001 (2013).
5. C.L. Kane and E.J. Mele, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 226801 (2005).
6. C. Brune, C.X. Liu, E.G. Novik, E.M. Hankiewicz, H. Buhmann, Y.L. Chen, X.L. Qi, Z.X. Shen, S.C. Zhang, and L.W. Molenkamp, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 126803 (2011).
7. D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, and D. Weiss, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 196801 (2014).
8. K.M. Dantscher, D.A. Kozlov, P. Olbrich, C. Zoth, P. Faltermeier, M. Lindner, G.V. Budkin, S.A. Tarasenko, V.V. Bel'kov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, D. Weiss, B. Jenichen, and S.D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **92**, 165314 (2015).
9. C. Brune, C. Thienel, M. Stuibler, J. Bottcher, H. Buhmann, E.G. Novik, C.-X. Liu, E.M. Hankiewicz, and L.W. Molenkamp, *Phys. Rev. X* **4**, 041045 (2014).
10. Д.А. Козлов, З.Д. Квон, М.Л. Савченко, D. Weiss, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, *ФНТ* **41**, 109 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 82 (2015)].
11. O. Crauste, Y. Ohtsubo, P. Ballet, P.A.L. Delplace, D. Carpentier, C. Bouvier, T. Meunier, A. Taleb-Ibrahimi, and L. Levy, *arXiv:1307.2008v1*.
12. A.M. Shuvaev, G.V. Astakhov, C. Brune, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, and A. Pimenov, *Semicond. Sci. Technol.* **27**, 124004 (2012).
13. A.M. Shuvaev, G.V. Astakhov, G. Tkachov, C. Brune, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, and A. Pimenov, *Phys. Rev. B* **87**, 121104(R) (2013).
14. A. Shuvaev, A. Pimenov, G.V. Astakhov, M. Muhlbauer, C. Brune, H. Buhmann, and L.W. Molenkamp, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 241902 (2013).
15. I. Sochnikov, L. Maier, C.A. Watson, J.R. Kirtley, C. Gould, G. Tkachov, E.M. Hankiewicz, C. Brune, H. Buhmann,

- L.W. Molenkamp, and K.A. Moler, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 066801 (2015).
16. F. Stern, *Appl. Phys. Lett.* **43**, 974 (1983).
 17. T.P. Smith, B.B. Goldberg, P.J. Stiles, and M. Heiblum, *Phys. Rev. B* **32**, 2696 (1985).
 18. T.P. Smith, W.I. Wang, and P.J. Stiles, *Phys. Rev. B* **34**, 2995 (1986).
 19. V. Mosser, D. Weiss, K. v Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann, *Solid State Commun.* **58**, 5 (1986).
 20. S. Luryi, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 501 (1988).
 21. A.A. Taskin and Y. Ando, *Phys. Rev. B* **84**, 035301 (2011).

Quantum capacitance of three-dimensional topological insulator based on a HgTe

D.A. Kozlov, D. Bauer, J. Ziegler, R. Fischer, M.L. Savchenko, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, and D. Weiss

We measured the quantum capacitance and probe thus directly the electronic density of states of the high mobili-

ty, Dirac type two-dimensional electron system, which forms on the surface of strained HgTe. Here we shown that observed magnetocapacitance oscillations probe, in contrast to magnetotransport, where all kinds of carriers contribute, primarily the top surface. Capacitance measurements constitute thus a powerful tool to probe only one topological surface and to reconstruct its Landau level spectrum for different positions of the Fermi level. Using this technique we investigated the behavior of the Shubnikov–de Haas oscillations phase shift, usually associated with the Berry phase, for the single Dirac cone and its dependence from the Fermi energy.

PACS: **73.25.+i** Surface conductivity and carrier phenomena;
73.20.At Surface states, band structure, electron density of states;
73.43.-f Quantum Hall effects.

Keywords: three-dimensional topological insulator, mercury telluride, magnetotransport, quantum Hall effect.