

Измерение магнитной восприимчивости носителей в квантовых ямах HgTe в перпендикулярном поле

А. Ю. Кунцевич⁺¹⁾, Е. В. Тушиков*, С. А. Дворецкий[×], Н. Н. Михайлов[×], М. Резников[°]

⁺ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

* Department of Physics, Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA

[×] Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

[°] Technion, Israel Institute of Technology, 32000 Haifa, Israel

Поступила в редакцию 17 апреля 2020 г.

После переработки 21 апреля 2020 г.

Принята к публикации 21 апреля 2020 г.

Магнитная восприимчивость двумерных систем в пределе малых полей практически недостижима для магнитометрических измерений, так как для неосциллирующей с полем намагниченности тяжело разделить вклады подложки и двумерного газа. В данной работе мы сообщаем об измерениях производной намагниченности по концентрации носителей в двумерных системах в узких HgTe квантовых ямах (толщина < 7 нм) с помощью модуляции химпотенциала магнитным полем, перпендикулярным плоскости системы. В спектре валентной зоны таких ям, как было установлено ранее, помимо легких дираковских состояний в центре зоны Бриллюэна существуют долины тяжелых дырок с максимумами, смещенными в направлении $[3\bar{3}\bar{1}]$ от центра. Мы наблюдаем, что при добавлении электронов в систему, по мере выхода уровня Ферми из этих тяжелых долин, магнитная восприимчивость резко падает. Это можно интерпретировать либо как ослабление парамагнетизма, либо как усиление диамагнетизма. Наши оценки показывают, что наблюдаемый эффект связан в основном с парамагнетизмом состояний тяжелых долин валентной зоны.

DOI: 10.31857/S1234567820110051

Магнетизм двумерного газа в пределе малых перпендикулярных полей, в отличие от квантующих полей, см. обзор [1], с экспериментальной точки зрения является неисследованным явлением. Для вырожденного Ферми-газа магнитная восприимчивость включает в себя диамагнетизм Ландау и парамагнетизм Паули [2]. Диамагнитная восприимчивость для параболического закона дисперсии обратно пропорциональна эффективной массе m_e :

$$\chi_{\text{dia}} = -\frac{e^2}{12\pi m_e} = -\frac{\mu_B^2 D}{12} \frac{m_0^2}{m_e^2}, \quad (1)$$

где e – заряд электрона. Для систем с дираковским спектром (типа графена) диамагнетизм ожидается только в небольшой окрестности точки зарядовой нейтральности [3].

Парамагнетизм Паули, связанный с ориентацией магнитным полем спинов (для простоты речь идет о спинах 1/2), прямо пропорционален плотности состо-

яний D на уровне Ферми (т.е. эффективной массе) и g -фактору:

$$\chi_{\text{Pauli}} = \left(\frac{g}{2}\right)^2 \frac{e^2 m_e}{4\pi m_0^2} = \left(\frac{g\mu_B}{2}\right)^2 D. \quad (2)$$

Для системы с параболическим законом дисперсии ожидается, что

$$\frac{\chi_{\text{dia}}}{\chi_{\text{Pauli}}} = -\frac{1}{3} \cdot \frac{4m_0^2}{g^2 m_e^2} = -\frac{1}{3} \cdot \left(\frac{\hbar\omega_c}{g\mu_B B}\right)^2. \quad (3)$$

Согласно $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{p})$ -теории, g -фактор, в свою очередь, в случае сильной перенормировки, примерно пропорционален m_0/m_e , так что можно ожидать диамагнитный и парамагнитный вклады одного и того же порядка. Однако, для двумерных систем χ_{dia} и χ_{Pauli} слишком малы, и в магнитометрических измерениях не могут быть выделены на фоне подложки-носителя. До последнего времени это не давало возможности ответить экспериментально, какой из вкладов побеждает.

Модуляционная методика, развитая нами для затворных структур в работах [4–6], позволяет изме-

¹⁾e-mail: alexkun@lebedev.ru

рять производную намагниченности по концентрации носителей $\partial M/\partial n$, полностью отстраиваясь от вклада подложки. Для одной двумерной зоны в вырожденном случае, слабом магнитном поле и в предположении независимой от концентрации носителей массы и g -фактора, согласно формулам (1) и (2) магнитный момент не зависит от концентрации. Это значит, что ожидается нулевой сигнал $\partial M/\partial n$. Сама величина M при этом конечна. Ненулевой сигнал возникает либо когда масса или g -фактор зависят от концентрации, либо когда при изменении концентрации начинают заполняться новые подзоны.

В данной работе мы исследуем квантовую яму в HgTe. Система CdHgTe/HgTe замечательна тем, что закон дисперсии в ней сильно зависит от толщин ям d и их количества. Например, узкие квантовые ямы ($d < 6.7$ нм) имеют полупроводниковый спектр [7, 8], ямы критической ширины ($d \approx 6.7$ нм) – линейный дираковский [10, 9], ямы с $6.7 < d < 9$ нм – инвертированный спектр, соответствующий состоянию двумерного топологического изолятора [11], а $9 < d < 30$ нм – полуметалла [13, 12]. В широких квантовых ямах $40 < d < 80$ нм можно получить трехмерный топологический изолятор [14]. В двойных квантовых ямах реализуется еще большее многообразие фаз (см., например, [15]).

Данная работа посвящена узким квантовым ямам ($d \approx 6$ нм). Помимо дираковских щелевых носителей в Γ -точке в них реализуются более тяжелые состояния дырок в долинах в направлениях $\pm[3\bar{3}\bar{1}]$ при $k_H \approx 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, которые в дальнейшем мы будем называть ДТД – долины тяжелых дырок (см. рис. 1). Подробно спектр таких систем исследовался в работах [16, 8, 17]. В частности, было показано, что спектр дырок легкой подзоны расщеплен спин-орбитальным взаимодействием на две ветви [17]. Состояния в ДТД из-за спин-орбитального взаимодействия двукратно расщеплены по спину даже в отсутствии магнитного поля [18]. Итого, состояния в максимумах $\pm k_H$ не вырождены, но в плотность состояний они входят с фактором 2; эффективная масса носителей в них порядка $0.5m_0$ [16].

Тяжелые носители должны обладать малой диамагнитной восприимчивостью согласно формуле (1). Про спиновый парамагнетизм сказать трудно, так как g -фактор в тяжелых долинах неизвестен. Его подсчет затруднен тем, что не до конца известны параметры в гамильтониане $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{p})$ -теории [19, 20, 21]. С экспериментальной точки зрения, для нахождения g -фактора необходимо анализировать магнитоосцилляции в квантующих наклонных магнитных полях. К сожалению, подвижность носителей в ДТД столь

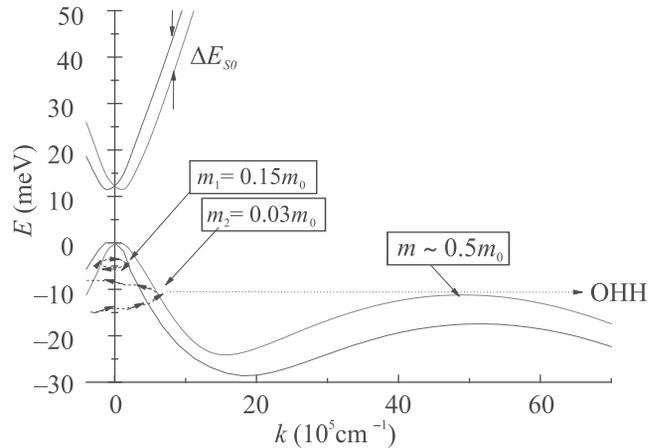


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектр носителей в зоне проводимости и валентной зоне вблизи Γ -точки, рассчитанный в рамках 4-зонной модели Кейна (аналогично [16]) для квантовой ямы толщиной 6 нм с параметрами близкими к исследуемым в работе (ориентация поверхности (013), состав $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$). Ось k в направлении $[3\bar{3}\bar{1}]$, в котором лежат максимумы долин тяжелых дырок; ОНН (Onset of Heavy Holes) – показывает край долин, где ожидаются особенности в термодинамических свойствах системы. ΔE_{so} обозначает спин-орбитальное расщепление \sim нескольких мэВ, измеренное в работе [17]; значения m_1 и m_2 для двух ветвей легких дырок определялись в работе [8]; масса тяжелых дырок m – в работе [16]

мала, что наблюдать квантовые осцилляции в них не удавалось (в отличие, например, от зоны проводимости, где g -фактор был таким образом измерен [22]).

В данной работе мы проводим измерения производной намагниченности по концентрации для узких квантовых ям HgTe при низких температурах 4.2–60 К и показываем, что в области концентраций, где ДТД опустошается, резко падает восприимчивость. Этот эффект можно связать либо с усилением диамагнетизма, либо с ослаблением парамагнетизма. Мы приводим аргументы в пользу последнего.

Исследованные образцы представляют собой приблизительно квадратные меза-структуры площадью 20–25 мм², вытравленные из эпитаксиально выращенных на подложке (013) GaAs квантовых ям HgTe, аналогично использованным в [16]. Образцы были покрыты слоем парилена толщиной ~ 300 нм, а сверху на них был термически напылен затворный электрод из Al толщиной примерно 100 нм. Всего исследовалось две ямы (110622 и 110623) с близкими номинальными толщинами, на которых были получены аналогичные результаты.

Методика измерения была разработана и описана ранее в работах нашей группы [4–6] для ориента-

ции магнитного поля в плоскости двумерного газа. Для перпендикулярной ориентации подобные измерения ранее проводились другими группами в квантовом режиме [23, 24] магнитных полей. Методика состоит в том, что образец двумерного газа с затвором помещается в магнитное поле (в нашем случае до 5 Т), создаваемое постоянным сверхпроводящим магнитом. Внутри соленоида соосно помещена модуляционная катушка, задающая на образце переменное поле частотой модуляции типично от 1 до 15 Гц и характерной амплитудой ~ 0.04 Т. В результате модуляции поля меняется химический потенциал двумерного газа, а поскольку полное напряжение между затвором и двумерным газом V_g поддерживается постоянным, то между ними течет ток перезарядки:

$$j(t) = \omega C e \frac{\partial \mu}{\partial B_n} \Delta B \sin(\omega t). \quad (4)$$

Измеряя ток перезарядки при помощи усилителя с синхронным детектором (детали см. в Supplementary Information к работе [25]), мы можем определить производную $\partial \mu / \partial B$, которая, согласно соотношению Максвелла равна

$$\partial \mu / \partial B = -\partial M / \partial n. \quad (5)$$

Линейный по магнитному полю в слабых полях сигнал $\partial M / \partial n$ дает производную восприимчивости по полю $\partial \chi / \partial n \equiv \partial^2 M / \partial n \partial B$ ($B = 0$).

Поскольку в спектре сосуществуют разные подзоны при одной энергии, необходимо рассмотреть величину $\partial \mu / \partial B$ в так называемой “многожидкостной модели”. Рассмотрим простейший случай, когда две группы носителей обладают различной величиной $\partial \mu / \partial B$. Из-за того, что химпотенциал в системе общий, эти группы представляют собой как бы сообщающиеся сосуды. Изменения химпотенциала с магнитным полем, которые могли бы произойти в первой группе носителей приводят к тому, что концентрация носителей в ней должна измениться, причем так, чтобы во второй группе изменение химпотенциала было таким же:

$$\delta \mu = \frac{\partial \mu_1}{\partial B} \delta B + \frac{\partial \mu_1}{\partial n_1} \delta n_1 = \frac{\partial \mu_2}{\partial B} \delta B + \frac{\partial \mu_2}{\partial n_2} \delta n_2. \quad (6)$$

В то же время частная производная берется при условии сохранения полного заряда, т.е.:

$$\delta n_1 + \delta n_2 = 0. \quad (7)$$

Поскольку $\partial n_i / \partial \mu_i$ – это термодинамическая плотность состояний D_i в каждой из подзон на уровне Ферми, то, преобразуя, получаем:

$$\delta \mu = \left(\frac{\partial \mu_1}{\partial B} \cdot \frac{D_1}{D_2 + D_1} + \frac{\partial \mu_2}{\partial B} \cdot \frac{D_2}{D_2 + D_1} \right) \delta B. \quad (8)$$

Соответственно, если заполняется тяжелая подзона, то вклад в $\partial \mu / \partial B$ от легкой подзоны подавлен. И наоборот, заполнение легкой подзоны почти никак не влияет на $\partial \mu / \partial B$ от тяжелой подзоны. Это значит, что в нашем случае можно ожидать сильный сигнал, связанный либо с парамагнетизмом ДТД при выходе уровня Ферми из нее, либо с диамагнетизмом легкой подзоны, когда уровень Ферми окажется в ней.

На рисунке 2 показаны зависимости $\partial M / \partial n(B)$ для образца 110623-2, измеренные при различных концентрациях носителей. Кривые антисимметричны по магнитному полю. В сильных магнитных полях на них видно квантование Ландау, а наклон линейной зависимости в малых полях позволяет определить $\partial \chi / \partial B$.

Поведение $-\partial M / \partial n(B) = \partial \mu / \partial B(B)$ в больших полях, в целом, понятно: с магнитным полем растет емкость уровней Ландау, и химпотенциал в конце концов перескакивает на нижний уровень (уширенный в меру беспорядка), как показано на вставках к рис. 2 для электронов и дырок. При этом хим-

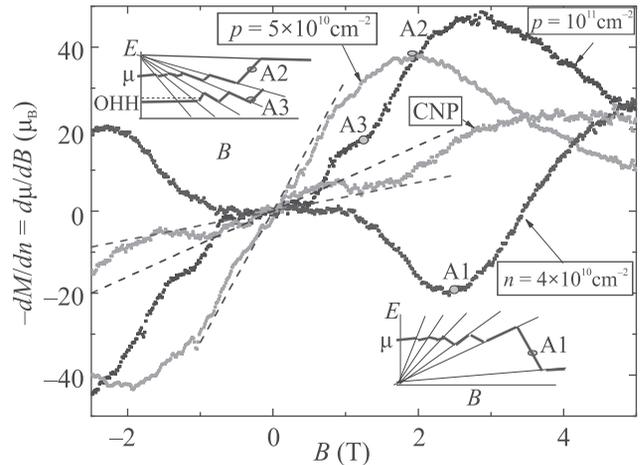


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Измеренная $\partial M / \partial n$ как функция магнитного поля для образца 110623-2 при температуре 11 К для разных концентраций носителей заряда. На вставках показаны схематически лестницы уровней Ландау и ожидаемое поведение химпотенциала с полем. Серые кружки показывают соответствие с экспериментальными данными. Показанным пунктиром наклон равен $\partial \chi / \partial n$

потенциал подскакивает вверх для дырок и падает вниз для электронов, см. точки A1 и A2 на рис. 2. Энергия нижнего уровня Ландау медленно растет с магнитным полем для электронов и спадает для дырок. Поэтому в области больших магнитных полей наклон кривых $\partial M / \partial n$ для них имеет противоположный знак.

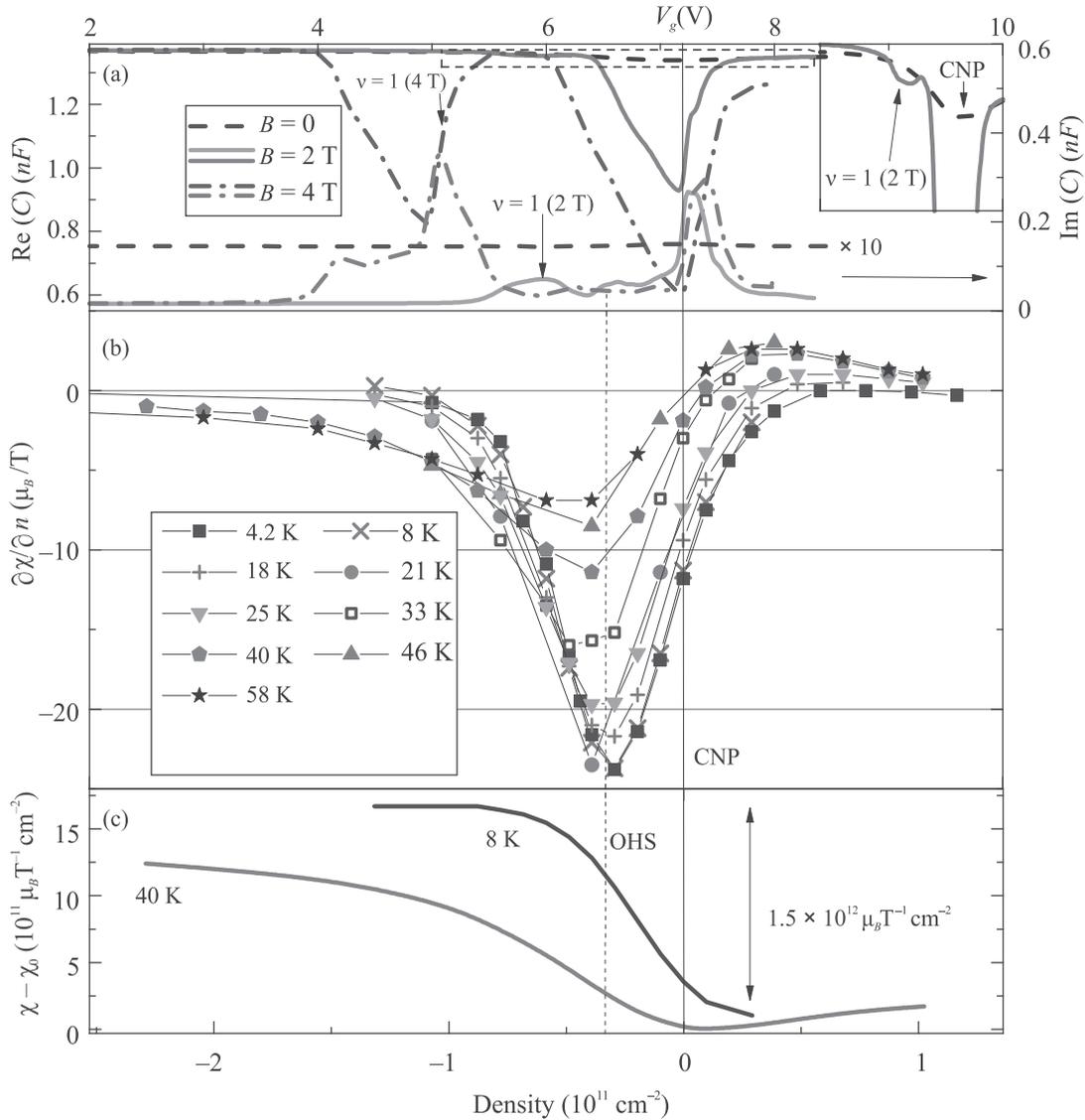


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость действительной (левая ось) и мнимой (правая ось) компонент емкости исследуемого образца 110623-2 при 4.2 K от напряжения на затворе для трех значений магнитного поля. На вставке – область концентраций вблизи точки зарядовой нейтральности, выделенная на основной панели пунктирным прямоугольником. (b) – Зависимость $\partial\chi/\partial n$ от концентрации для образца 110623-2 для различных температур (обозначения даны в легенде). (c) – Проинтегрированная восприимчивость при температурах 8 и 40 K

Концентрация носителей определялась из положения провала в емкости структуры, соответствующего заполнению нижнего уровня Ландау ($\nu = 1$, что соответствует концентрации $eB/h = 2.42 \cdot 10^{10} \times B[\text{T}] \text{ cm}^{-2}$) и провала в точке зарядовой нейтральности. Примеры зависимости емкости от затворного напряжения при низкой температуре для разных магнитных полей показаны на рис. 3а.

Теперь обсудим производную от χ по концентрации электронов, $\partial\chi/\partial n(B = 0)$, равную наклону пунктирных линий на рис. 2, и показанную как функция концентрации на рис. 3б. Наиболее заметной чер-

той $\partial\chi/\partial n$ является глубокий минимум, наблюдающийся в дырочной области вблизи точки ОНН, с хвостом продолжающимся до точки зарядовой нейтральности CNP. Для того чтобы понять природу этого минимума, заметим, что спектры электронов и легких дырок в центре зоны должны быть примерно симметричны относительно середины энергетической щели [26], так что вблизи CNP следовало бы ожидать антисимметричную $\partial\chi/\partial n$; признаки такого поведения наблюдаются при повышенных температурах. При интегрировании мы приняли за нуль минимальную восприимчивость. Она наблюда-

ется вблизи точки CNP, что представляется разумным, так как в этой точке почти нет свободных носителей.

Из рисунка 3с следует соответствующее парамагнетизму изменение χ порядка $1.5 \cdot 10^{12} \mu_B T^{-1} \text{ см}^{-2}$ при увеличении концентрации дырок от CNP в глубь валентной зоны. Это позволяет оценить g -фактор тяжелых дырок: формула (2) дает $g \sim 5.1$, если принять $D \sim 2 \times (0.5m_0)/(2\pi\hbar^2)$ [16]. Данное значение разумно, так как наивная оценка из $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{p})$ теории дает $g/2 \sim m_0/m_e \sim 2$. Мы полагаем, что перенормировка электрон-электронным взаимодействием может также играть роль в увеличении g -фактора. Следует заметить, что наряду с парамагнетизмом, на величину g -фактора должен влиять орбитальный диамagnetизм Ландау. Для параболической зоны с перенормированным g -фактором он составляет 1/3 от парамагнетизма. Из наших измерений следует, что в ДТД парамагнетизм также доминирует. Это, ввиду сложности валентной зоны, обусловленной сильным спин-орбитальным взаимодействием, априори не очевидно. С повышением температуры минимум уширяется и немного сдвигается в область большей концентрации дырок. Мы связываем это с температурным размытием и с температурной зависимостью энергетической щели [27, 28]: как наблюдалось в работе [28], с повышением температуры она увеличивается.

Рассмотрим поведение χ вблизи CNP. Мы начнем с относительно высоких температур, при которых, как и ожидается, наблюдается антисимметричный по концентрации носителей $\partial\chi/\partial n$. Как и для тяжелых дырок, увеличение концентрации легких приводит к увеличению χ . Мы воспользуемся формулами (1) и (3) для оценок. В работе [29] для состояний зоны проводимости в подобных структурах было определено $g\mu_B B/\hbar\omega_c \approx 0.45-0.6$. Это означает, согласно формуле (3), что диа- и парамагнетизм легких носителей практически компенсируют друг друга. Как видно из экспериментальных данных, при относительно высоких температурах парамагнетизм побеждает. При понижении температуры антисимметричная компонента $\partial\chi/\partial n$ постепенно исчезает. Это может быть объяснено температурной зависимостью спектра: с понижением температуры энергетическая щель уменьшается, и влияние тяжелых дырок на χ усиливается: хвост от минимума в ОНН тянет $\partial\chi/\partial n$ в CNP вниз.

В структуре с однородной концентрацией носителей можно было бы ожидать конкурирующий с увеличением ширины запрещенной зоны эффект: с понижением температуры уменьшается количество термоактивированных тяжелых дырок. Однако на-

ши образцы нельзя считать сильно однородными. Мы полагаем, что наибольший вклад в неоднородность плотности носителей вносит неоднородная толщина диэлектрика. Она приводит к разбросу по концентрации на величину порядка $V_g(C/S)(\Delta d/d)$. При $V_g \sim 7 \text{ В}$ и разумном для наших больших структур $\Delta d/d \sim 0.05$ имеем $\Delta n \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Эта величина сравнима с расстоянием по концентрации дырок между CNP и ОНН, $\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, что делает влияние тяжелых дырок на восприимчивость вблизи CNP вполне вероятным. Эти флуктуации также размывают особенности вблизи точки зарядовой нейтральности, где плотность состояний минимальна, приводя к тому, что электронные и дырочные области могут сосуществовать в образце, подобно тому как описывается в работе [30]. Отметим также существование неоднородностей, связанных с дефектами в структуре. Их величина оценивалась из емкостных [9] и энтропийных измерений [16] как $\sim 2 \text{ мэВ}$. Они наиболее существенны вблизи точки ОНН.

Обнаруженный парамагнетизм означает необходимость детально рассмотреть спиновое состояние ДТД. Насколько нам известно, расчетов g -фактора в этих долинах не существует, однако ряд общих соображений мы все же можем высказать. Во-первых, эти две ДТД однократно вырождены по спину. Во-вторых, из-за симметрии по обращению времени в нулевом магнитном поле две долины в сумме обладают нулевым спином, значит спины в них направлены в противоположные стороны. В-третьих, направления спинов в нулевом поле в общем случае из-за низкой симметрии ямы и асимметрии инверсии на интерфейсах имеют компоненту как в плоскости 2D газа, так и перпендикулярную ей (аналогично посчитанным компонентам спина в [31] для краевых каналов в HgTe квантовых ямах с инвертированным спектром). А это означает, в свою очередь, что g -фактор состояний в этих долинах представляет собой тензор. Анизотропия этого тензора изучалась в работах [29, 31, 32]; для наших измерений важна перпендикулярная компонента g_{zz} . Таким образом, наши измерения должны стимулировать расчет g -фактора в ДТД.

Преимуществом перпендикулярной геометрии, существенным в интерпретации данных, является то, что такое поле не деформирует волновую функцию носителей в квантовой яме в z -направлении, и поэтому не приводит к диамагнитному сдвигу, зависящему от напряжения на затворе [5, 6]. Однако недостатком перпендикулярной геометрии является то, что модуляция магнитного поля вызывает токи Фуко в двумерной системе, которые, приводят к

перераспределению заряда в образце из-за конечной холловской проводимости. Действительно, исследуемые нами образцы представляют собой квадратные мезы, размером 5×5 мм. В присутствии переменного магнитного поля $\Delta B \cos(\omega t)$ происходит: (i) перезарядка системы в целом из-за модуляции химпотенциала, т.е. именно тот эффект, которому посвящена данная работа. Можно считать, что этот процесс, по крайней мере, в малых полях происходит полностью, так емкость близка к геометрической (пунктирные кривые на рис. 3а); (ii) в двумерной системе и затворе возбуждаются токи Фуко, порядка $\sigma_{xx}\omega Br$. Если аппроксимировать геометрию образца кругом радиуса r , то из-за наличия холловской компоненты в тензоре проводимости, возникает дополнительное перераспределение заряда между центром и краями, приводящее к разности потенциалов порядка $\rho_{xy}j r \sim \rho_{xy}\sigma_{xx}\omega Br^2$ между ними. Поскольку постоянное напряжение V_g поддерживается между краями затвора и двумерного газа, то возникает эффективная добавка в измеряемую величину $\partial\mu/\partial V$ порядка $\rho_{xy}\sigma_{xx}\omega Se$. Поскольку в эксперименте сигнал в малых полях от частоты не зависит, то для $\partial\chi/\partial n$ данный эффект несущественен. В квантующих магнитных полях такая зависимость возникает: из рис. 3а видно, что провал в емкости в поле 4 Т становится существенным и частотно-зависимым. Поэтому в данной работе мы лишь качественно обсуждаем область квантующих магнитных полей.

Таким образом, нами впервые измерена магнитная восприимчивость свободных носителей для двумерной системы в квантовой яме в пределе малых перпендикулярных полей. Для узких HgTe квантовых ям мы обнаружили парамагнетизм, связанный с дырками в тяжелой подзоне; по мере увеличения электронной концентрации, парамагнитная восприимчивость резко падает. При повышении температуры проявляется парамагнетизм дираковских носителей вблизи точки зарядовой нейтральности. Наши наблюдения должны стимулировать как дальнейшие измерения, так и развитие теории магнетизма электронного газа с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

Авторы благодарны за обсуждения Г. М. Минькову и С. А. Тарасенко.

Работа по анализу данных поддержана грантом Российского научного фонда # 18-72-10073, измерения поддержаны Israel Science Foundation (грант 1857/16), а процессы выращивания структур с HgTe квантовыми ямами частично поддержаны грантом

Российского фонда фундаментальных исследований # 18-29-20053.

1. A. Usher and J. Elliott, J. Phys. Condens. Matter **21**, 103202 (2009).
2. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Statistical Physics. Part I, Course of Theoretical Physics*, Butterworth-Heinemann, Oxford (1980), v. 5.
3. A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov, and A. K. Geim, Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2009).
4. O. Prus, Y. Yaish, M. Reznikov, U. Sivan, and V. Pudalov, Phys. Rev. B **67**, 205407 (2003).
5. M. Reznikov, A. Yu. Kuntsevich, N. Teneh, and V. M. Pudalov, JETP Lett. **92**, 470 (2010) [Pis'ma v ZhETF **92**, 518 (2010)].
6. N. Teneh, A. Yu. Kuntsevich, V. M. Pudalov, and M. Reznikov, Phys. Rev. Lett. **109**, 226403 (2012).
7. K. Ortner, X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, C. R. Becker, G. Landwehr, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. B **66**, 075322 (2002).
8. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **89**, 165311 (2014).
9. D. A. Kozlov, M. L. Savchenko, J. Ziegler, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzki, and D. Weiss, JETP Lett. **104**, 859 (2016) [Pis'ma v ZhETF **104**, 865 (2016)].
10. B. Büttner, C. X. Liu, G. Tkachov, E. G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, E. M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S. C. Zhang, and L. W. Molenkamp, Nature Phys. **7**, 418 (2010).
11. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, Science **318**, 766 (2007).
12. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, L. I. Magarill, M. V. Entin, A. Levin, and N. N. Mikhailov, JETP Lett. **107**, 789 (2018) [Pis'ma v ZhETF **107**, 814 (2018)].
13. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **88**, 155306 (2013).
14. D. A. Kozlov, J. Ziegler, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzki, and D. Weiss, JETP Lett. **109**, 799 (2019) [Pis'ma v ZhETF **109**, 835 (2019)].
15. M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko, S. M. Podgornykh, M. R. Popov, V. N. Neverov, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzki, JETP Lett. **104**, 403 (2016) [Pis'ma v ZhETF **104**, 415 (2016)].
16. A. Yu. Kuntsevich, G. M. Minkov, A. A. Sherstobitov, Y. V. Tupikov, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzki, Phys. Rev. B **101**, 085301 (2020).
17. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, M. O. Nestoklon, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **93**, 155304 (2016).

18. G. M. Minkov, V. Ya. Aleshkin, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, A. V. Germanenko, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **96**, 035310 (2017).
19. S. A. Tarasenko, M. V. Durnev, M. O. Nestoklon, E. L. Ivchenko, J.-W. Luo, and A. Zunger, *Phys. Rev. B* **91**, 081302(R) (2015).
20. S. S. Krishtopenko, M. Antezza, and F. Teppe, *Phys. Rev. B* **101**, 205424 (2020).
21. T. Kernreiter, M. Governale, and U. Zulicke, *Phys. Rev. B* **93**, 241304(R) (2016).
22. G. M. Min'kov, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, *JETP Lett.* **104**, 241 (2016) [*Pis'ma v ZhETF* **104**, 241 (2016)].
23. S. Anissimova, A. Venkatesan, A. A. Shashkin, M. R. Sakr, S. V. Kravchenko, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 046409 (2006).
24. V. I. Nizhankovskii, *Physics Research International* **2011**, 742158 (2011).
25. A. Y. Kuntsevich, Y. V. Tupikov, V. M. Pudalov, and I. S. Burmistrov, *Nat. Commun.* **6**, 7298 (2015).
26. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006).
27. S. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. B. But, V. I. Gavrilenko, W. Knap, and F. Teppe, *Phys. Rev. B* **94**, 245402 (2016).
28. A. M. Kadykov, S. S. Krishtopenko, B. Jouault, W. Desrat, W. Knap, S. Ruffenach, C. Consejo, J. Torres, S. V. Morozov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzki, and F. Teppe, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 086401 (2018).
29. G. M. Minkov, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, *Physica E* **91**, 203 (2017).
30. M. M. Mahmoodian and M. V. Entin, *Phys. Rev. B* **101**, 125415 (2020).
31. M. V. Durnev and S. A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **93**, 075434 (2016).
32. G. M. Minkov, V. Ya. Aleshkin, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretzki, N. N. Mikhailov, and A. V. Germanenko, *Phys. Rev. B* **101**, 085305 (2020).