

Обменное усиление g -фактора электронов в двумерном полуметалле в квантовых ямах HgTe

© Л.С. Бовкун^{*†}, С.С. Криштопенко^{*+}, М.С. Жолудев^{*+}, А.В. Иконников^{*+}, К.Е. Спирин^{*+},
С.А. Дворецкий[•], Н.Н. Михайлов^{•■}, Ф. Терре[♦], В. Кпар[♦], В.И. Гавриленко^{*+}

* Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

† Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

• Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

■ Новосибирский государственный университет,
630090, Новосибирск, Россия

♦ Laboratoire Charles Coulomb (L2C), UMR CNRS 5221, GIS-TERALAB, Universite Montpellier II,
34095 Montpellier, France

(Получена 6 мая 2015 г. Принята к печати 12 мая 2015 г.)

Исследовано обменное усиление g -фактора электронов в перпендикулярных магнитных полях до 12 Тл в квантовых ямах HgTe/CdHgTe шириной 20 нм с полуметаллической зонной структурой. Из анализа температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова–де-Гааза в слабых полях и вблизи нечетных факторов заполнения уровней Ландау $\nu \leq 9$ определены значения эффективной массы и g -фактора электронов на уровне Ферми. Полученные значения сравниваются с теоретическими расчетами, выполненными в одноэлектронном приближении с использованием 8-зонного $\mathbf{k}\mathbf{p}$ гамильтониана. Обнаруженная зависимость величины усиления g -фактора от концентрации электронов связывается с изменением вкладов дырочно- и электроноподобных состояний в обменные поправки к энергиям уровней Ландау в зоне проводимости.

1. Введение

Двумерные (2D) системы на основе бесщелевого полупроводника HgTe представляют собой уникальные объекты с принципиально разными свойствами, реализуемыми при различных ширинах квантовой ямы (КЯ) HgTe и состава барьеров $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Если ширина КЯ HgTe d меньше критической $d_c \approx 6.3$ нм (для $x = 0.7$), энергетический спектр аналогичен спектру носителей заряда в 2D системах на основе узкозонных полупроводников $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ [1–4], в которых электронные подзоны при $k = 0$ сформированы из состояний зон $|\Gamma_6, \pm 1/2\rangle$ и $|\Gamma_8, \pm 1/2\rangle$, а основная дырочная подзона НН1 — из состояний тяжелых дырок $|\Gamma_8, \pm 3/2\rangle$. В КЯ с критической толщиной энергетический спектр является бесщелевым, а законы дисперсии электронов и дырок вблизи точки пересечения зон являются аналогичными закону дисперсии безмассовых фермионов в графене [5]. Однако в отличие от графена, в котором дираковский конус присутствует в двух долинах, в КЯ HgTe конус расположен в центре зоны Бриллюэна. При ширине $d > d_c$ КЯ HgTe/CdHgTe имеют инвертированную зонную структуру — нижняя электроноподобная подзона E_1 лежит ниже верхней дырочноподобной подзоны НН1. Такое расположение подзон приводит к возникновению состояния 2D топологического изолятора [6], при котором в электронном спектре объемных состояний имеется щель, а на краю 2D пленки появляются проводящие состояния с линейным законом дисперсии [7]. Эти краевые состояния образуются как крамерсовские дуплеты,

топологически защищенные симметрией обращения времени от обратного рассеяния на локальных искажениях и слабом беспорядке кристаллической решетки [8–10]. При дальнейшем увеличении ширины КЯ HgTe/CdHgTe минимум зоны проводимости, расположенный в центре зоны Бриллюэна, и боковой максимум валентной зоны сближаются, и при $d > d_{\text{SM}} \approx 12$ нм в КЯ реализуется состояние 2D полуметалла [11–13]. Отметим, что в настоящее время КЯ HgTe/CdHgTe являются единственными полупроводниковыми системами, в которых электроны и дырки в термодинамическом равновесии могут сосуществовать в одном слое.

Замечательным свойством гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe является малая величина эффективной массы m^* и большие значения g^* электронов, достигающих $0.003m_0$ [14] (m_0 — масса свободного электрона) и 50 [15–17] соответственно, причем величинами m^* и g^* можно „управлять“, изменяя дизайн структур. Благодаря малой эффективной массе и, как следствие, высокой подвижности электронов в КЯ подобные 2D системы демонстрируют выраженный квантовый эффект Холла (КЭХ) и осцилляции Шубникова–де-Гааза (ШдГ) даже в слабых магнитных полях. Анализ температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ при различных факторах заполнения уровней Ландау ν позволяет определять m^* и g^* на уровне Ферми, причем значения g^* , полученные таким образом, могут значительно отличаться от „одноэлектронных“ значений вследствие обменного взаимодействия между 2D электронами [18–22]. Детальная теория этого многочастичного эффекта для описания усиления g -фактора в 2D системах с простой

[†] E-mail: bovkun@ipmras.ru

параболической зоной была предложена в работе [18], где показано, что эффективный g -фактор электронов должен быть осциллирующей функцией фактора заполнения уровней Ландау.

Впервые перенормировка g -фактора в структурах с КЯ HgTe/CdHgTe различной ширины исследовалась в работе [15], в которой для определения значений g^* использовался метод совпадений. Величина g -фактора в образцах с различными ширинами КЯ изменялась от 15 до 35. Метод совпадений, предложенный в работе [23], основан на предположении, что в наклонных магнитных полях орбитальное квантование Ландау, характеризуемое эффективной массой m^* , определяется нормальной компонентой магнитного поля, в то время как зеемановское расщепление, характеризуемое эффективным g -фактором g^* , определяется полной величиной магнитного поля. Изменение угла наклона магнитного поля позволяет контролировать отношение энергии зеемановского расщепления к энергии орбитального квантования Ландау в спектре квазичастиц. При некоторых значениях углов это отношение принимает целочисленные значения, в результате энергия двух разных уровней Ландау совпадает. Если это происходит на уровне Ферми, то два пика осцилляций ШдГ, соответствующих вкладам двух уровней Ландау, также совпадают. Таким образом, анализируя зеемановское расщепление осцилляций ШдГ в наклонных магнитных полях методом совпадений, можно определять значения g^* на уровне Ферми.

Необходимо сделать несколько замечаний относительно применимости метода совпадений. Величина обменного усиления g -фактора в наклонных магнитных полях определяется одночастичными волновыми функциями заполненных состояний, которые, вообще говоря, зависят как от параллельной, так и от перпендикулярной компоненты магнитного поля. Поскольку величина перенормировки g -фактора определяется обменными поправками к энергии уровней Ландау, которые в свою очередь зависят от обоих компонент магнитного поля, значения g^* при различных углах наклона магнитного поля будут отличаться. Поэтому применимость и достоверность результатов, полученных методом совпадений, должны обсуждаться в каждом отдельном случае. В частности, отличие в 2 раза значений g -фактора, полученных методом совпадений и из измерений температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ в перпендикулярных магнитных полях в КЯ HgTe/CdHgTe [16,17], свидетельствует о значительном влиянии параллельной компоненты магнитного поля на перенормировку g^* и неприменимости метода совпадений для этих структур.

В настоящей работе для определения g -фактора в КЯ HgTe/CdHgTe используется метод активационной магнитопроводимости в перпендикулярных магнитных полях [24]. В основу этого метода положен тот факт, что если уровень Ферми находится в области локализованных состояний в щели подвижности, то термическое возбуждение электронов в узкие полосы делокализованных состояний (шириной Γ) в центре каждого из уровней

Ландау должно приводить к активационному поведению проводимости с ростом температуры. Таким образом, анализируя зависимость амплитуды осцилляций ШдГ при различных факторах заполнения уровней Ландау можно определить величину щели подвижности ΔT и соответственно g -фактор электронов. Впервые этот метод для определения значений g^* в КЯ HgTe/CdHgTe использовался в работах [16,17]. В КЯ шириной 20.3 нм, являющейся 2D полуметаллом, и концентрацией электронов $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ максимальные значения g -фактора достигали 50. В данной работе также исследуются образцы HgTe/CdHgTe с шириной КЯ 20 нм, однако с существенно большей концентрацией 2D электронов. Результаты измерений сравниваются с теоретическими расчетами, выполненными в одноэлектронном приближении с использованием 8-зонного гамильтониана $\mathbf{k}\mathbf{p}$ [25].

2. Эксперимент

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (013) [26,27]. Последовательно выращивались буферный слой ZnTe, релаксированный буфер CdTe, нижний барьерный слой $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, КЯ HgTe толщиной 20 нм, верхний барьер $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и покровный слой CdTe. Толщина барьеров составляла около 100 нм, а покровного слоя — около 50 нм. Доля Cd в барьерах в образцах 130213 и 061218 составляла 0.64 и 0.73 соответственно. С целью создания 2D электронного газа барьеры легировались мелкими донорами (индием) симметрично с двух сторон от КЯ.

Измерения КЭХ и осцилляций ШдГ проводились при непрерывной развертке магнитного поля до 12 Тл в интервале температур от 1.6 до 26 К. Использовалась сопряженная система из двух криостатов замкнутого цикла, в один из которых (Optistat PT) помещался образец в форме холловского мостика, а в другом (Cryofree SC magnet) находился сверхпроводящий магнит. Результаты измерений осцилляции ШдГ при различных температурах для двух образцов представлены на рис. 1, 2.

Концентрация n_S 2D электронов определялись по периоду осцилляций ШдГ в обратном магнитном поле и наклону кривой холловского сопротивления $R_{xy}(B)$ как функции магнитного поля. Значения n_S , полученные двумя методами, согласуются в пределах погрешности определения концентрации, что свидетельствует об отсутствии параллельных каналов проводимости в исследуемых образцах. Дополнительным подтверждением отсутствия параллельных каналов является обращение в нуль продольного сопротивления в сильных магнитных полях. Концентрация и подвижность 2D электронов в образце 130213 при $T = 1.6 \text{ К}$ составила $n_S = 7.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а в образце 061218 — $n_S = 4.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 1.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ соответственно.

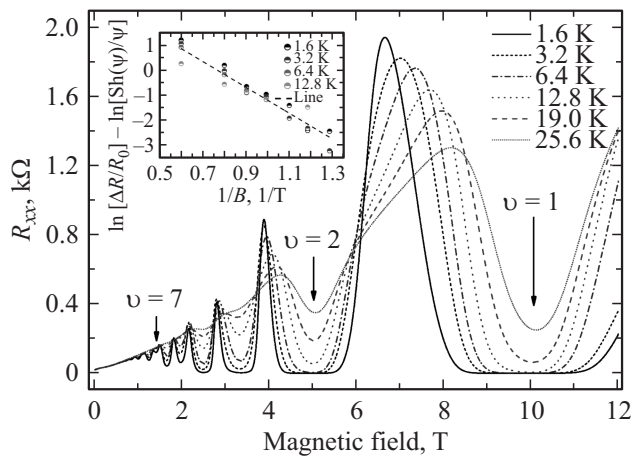


Рис. 1. Осцилляции ШдГ в образце 061218 в интервале температур от 1.6 до 25.6 К. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау. На вставке приведена зависимость положения минимумов и максимумов магнитосопротивления при четных факторах заполнения в слабых магнитных полях. Наклон пунктирной линии на вставке определяет лоренцево уширение уровней Ландау с шириной области делокализованных состояний $\Gamma_L = 5$ мэВ.

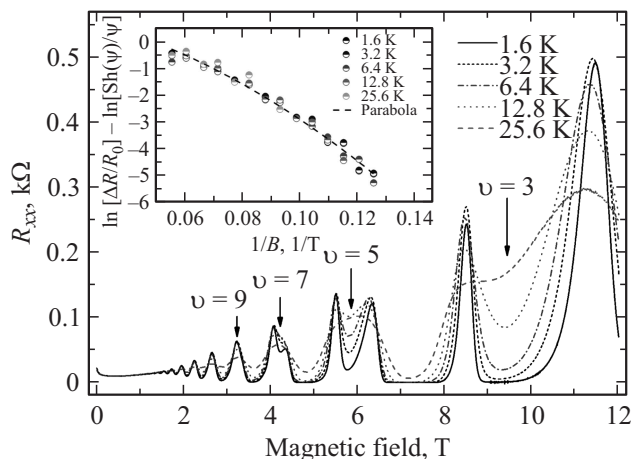


Рис. 2. Осцилляции ШдГ в образце 130213 в интервале температур от 1.6 до 25.6 К. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие нечетным факторам заполнения уровней Ландау. На вставке представлена зависимость положения минимумов и максимумов магнитосопротивления при четных факторах заполнения в слабых магнитных полях. Пунктирная кривая на вставке соответствует квадратичной аппроксимации, параметры которой определяют гауссовый профиль плотности делокализованных состояний на уровнях Ландау шириной $\Gamma_G = 3.8$ мэВ.

На вставках к рис. 1,2 представлены результаты анализа осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях в условиях перекрытия делокализованных состояний на уровнях Ландау. Из анализа амплитуды осцилляций ρ_{xx} в магнитном поле при различных значениях температуры поля можно определить ширину плотности делока-

лизованных состояний Γ на уровнях Ландау и значение эффективной массы на уровне Ферми [24,28,29]:

$$R_{xx} = R_0 \left[1 + 4 \frac{\psi}{\sin h(\psi)} \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right) \cos\left(\frac{2\pi \epsilon_F}{\hbar \omega_c} - \Phi\right) \right], \quad (1)$$

где R_0 — сопротивление образца в нулевом магнитном поле, τ_q — квантовое время, определяющее уширение уровней Ландау, $\omega_c = eB/m^*c$ — циклотронная частота, ϵ_F — энергия уровня Ферми, величина $\psi = 2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c$ определяет температурную зависимость амплитуды осцилляций ШдГ, Φ — фаза осцилляций. Выражение (1) получено для случая лоренцева профиля плотности состояний на уровнях Ландау [24]. В этом случае амплитуда осцилляций ШдГ при фиксированной температуре имеет вид

$$\Delta R_{xx}/R_0 = A \exp\left(-\frac{2\pi \Gamma_L}{\hbar \omega_c}\right), \quad (2)$$

где A — подгоночный параметр, а $\Gamma_L = \hbar/2\tau_q$ — ширина плотности делокализованных состояний на уровнях Ландау. Аналогичные вычисления для случая гауссового профиля плотности состояний приводят к следующему выражению для амплитуды осцилляций ШдГ [24]:

$$\Delta R_{xx}/R_0 = A \cdot \exp\left(-\frac{\pi^2 \Gamma_G^2}{\hbar^2 \omega_c^2}\right). \quad (3)$$

Таким образом, анализируя зависимость амплитуды осцилляций ШдГ от магнитного поля при различных значениях температуры, можно определить характер уширения плотности состояний на уровнях Ландау в образце. В случае, если экспериментальные данные одинаково хорошо описываются выражениями (2) и (3), то дополнительным фактором для определения формы профиля плотности состояний может служить величина подгоночного параметра A [29]. Как видно из вставок к рис. 1 и 2, в образце 061218 плотность делокализованных состояний на уровнях Ландау имеет лоренцеву форму с характерным параметром $\Gamma_L = 5$ мэВ, а в образце 130213 уширение уровней Ландау описывается гауссовым профилем с параметром $\Gamma_G = 3.8$ мэВ. Отметим, что отношение ширин плотностей делокализованных состояний на уровнях Ландау в двух образцах обратно пропорционально отношению значений подвижности 2D электронов.

Величина спинового расщепления и значение эффективного g -фактора определялись из анализа минимумов магнитосопротивления осцилляций ШдГ при нечетных факторах заполнения. Если величина щели подвижности между уровнями ΔT значительно превосходит $k_B T$, то зависимость магнитосопротивления от температуры при фиксированном магнитном поле описывается выражением [30,31]

$$R_{xx} \propto \exp\left(-\frac{\Delta T}{2k_B T}\right), \quad (4)$$

где ΔT не зависит от температуры и отличается от величины зеемановского расщепления $g^* \mu_B B$ на величи-

ну полуширины соседних уровней Ландау. В результате величина эффективного g -фактора определяется следующим образом:

$$g^* = \frac{\Gamma + \Delta_T}{\mu_B B}. \quad (5)$$

3. Результаты и обсуждение

Из анализа температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях были определены значения эффективных масс электронов на уровне Ферми по формуле (1), которые составили $0.0265m_0$ и $0.030m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) в образцах 061218 и 130213 соответственно. Отдельно нами также были выполнены измерения спектров циклотронного резонанса (ЦР) в магнитных полях до 5 Тл с использованием ламп обратной волны и терагерцовых квантово-каскадных лазеров в качестве источников излучения [14,32–34]. В спектрах ЦР обоих образцов наблюдалась одна линия, по положению которой определялась циклотронная масса электронов на уровне Ферми. Для образца 130213 при измерении спектров ЦР для изменения концентрации электронов использовалась подсветка синим светодиодом, приводящая к возникновению положительной остаточной фотопроводимости в структуре [35,36]. Результаты измерений массы электронов на уровне Ферми в обоих образцах представлены на рис. 3.

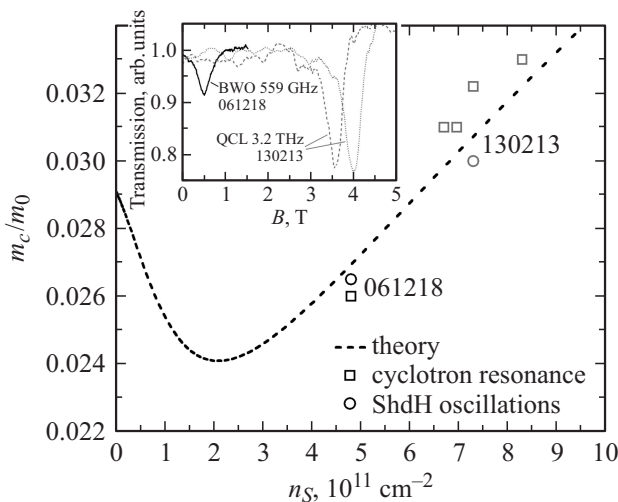


Рис. 3. Зависимость эффективной массы на уровне Ферми от концентрации 2D электронов в образцах 130213 и 061218. Пунктирная кривая соответствует результатам теоретических расчетов, выполненных с использованием 8-зонного kp гамильтониана. Круглыми и квадратными символами представлены экспериментальные значения, полученные из анализа температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ и измерений ЦР соответственно. На вставке представлены типичные спектры ЦР в образцах 130213 и 061218, измерены с использованием лампы обратной волны и терагерцовых квантово-каскадных лазеров [14,32–34].

Для описания экспериментальных значений m^* в образцах 061218 и 130213 нами были выполнены теоретические расчеты эффективной массы на уровне Ферми как функции концентрации 2D электронов в КЯ HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te шириной 20 нм, выращенной на буфере CdTe в направлении (013). Расчеты проводились в одноэлектронном приближении с использованием 8-зонного kp гамильтониана с учетом слагаемых, описывающих влияние эффектов упругой деформации на энергетический спектр электронов. Значения параметров материалов HgTe и твердого раствора Cd_xHg_{1-x}Te, использовавшиеся в расчетах, представлены в работе [25]. Отметим, что величины энергии и эффективной массы в КЯ шириной 20 нм при $x = 0.64$ и 0.73 отличаются менее чем на 0.5%, поэтому далее экспериментальные результаты, полученные для обоих образцов, сравниваются с расчетами, выполненными при $x = 0.64$. Результаты теоретических расчетов m^* как функции концентрации представлены на рис. 3 пунктирной кривой. Видно, что значения m^* , полученные из анализа осцилляций ШдГ и измерений спектров ЦР, находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами. Увеличение эффективной массы с ростом концентрации электронов связано с непараболичностью закона дисперсии в подзонах размерного квантования, типичной для структур на основе бесщелевых полупроводников [14,25,32–34].

Из анализа температурной зависимости минимумов магнитосопротивления вблизи нечетных значений фактора заполнения уровней Ландау с помощью выражений (4) и (5) нами были определены значения эффективного g -фактора электронов в образцах 061218 и 130213, представленные на рис. 4 и 5 символами. Сплошные кривые соответствуют результатам численных расчетов g -фактора электронов на уровне Ферми, выполненных в одноэлектронном приближении с использованием 8-зонного kp гамильтониана. Особенности „одноэлектронного“ g -фактора, возникающие при четных факторах заполнения уровней Ландау, связаны с осцилляциями уровня Ферми в магнитном поле и являются типичными для 2D структур с непараболическим законом дисперсии [15,19–22,37–40]. При увеличении магнитного поля уровень Ферми „перескакивает“ с одной пары расщепленных по спину уровней Ландау на более низколежащую пару, спиновое расщепление которой больше, в результате происходит скачок величины спинового расщепления Ферми.

Из рис. 4 и 5 видно, что экспериментальные величины g^* при нечетных факторах заполнения существенно превышают „одноэлектронные“ значения, что обусловлено влиянием обменного взаимодействия [18,19]. Величина усиления g -фактора определяется разностью обменных поправок к энергии спин-расщепленных уровней Ландау. Поскольку основной вклад в обменную поправку к энергии уровня Ландау с одним направлением спина дают электроны заполненных состояний со спином, ориентированным в том же направлении, а величина обменной энергии в ферми-системе отрицательна, то раз-

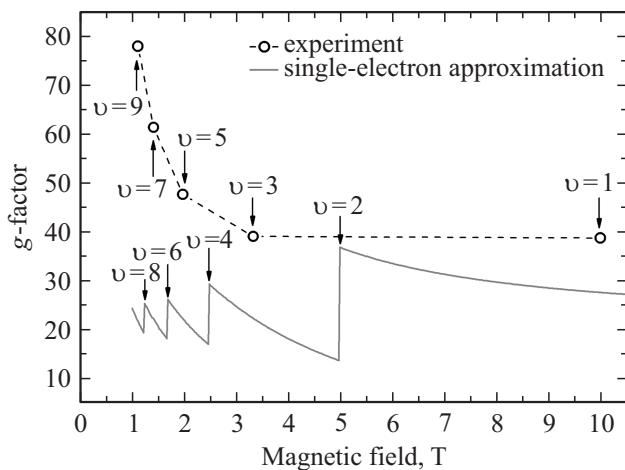


Рис. 4. Зависимость g -фактора электронов на уровне Ферми от магнитного поля в образце 061218. Символы соответствуют экспериментальным значениям, полученным из анализа температурной зависимости R_{xx} при нечетных факторах заполнения. Пунктирные кривые проведены для наглядности. Сплошная кривая — результаты одноэлектронного расчета с использованием 8-зонного $\mathbf{k}\mathbf{p}$ гамильтониана. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау.

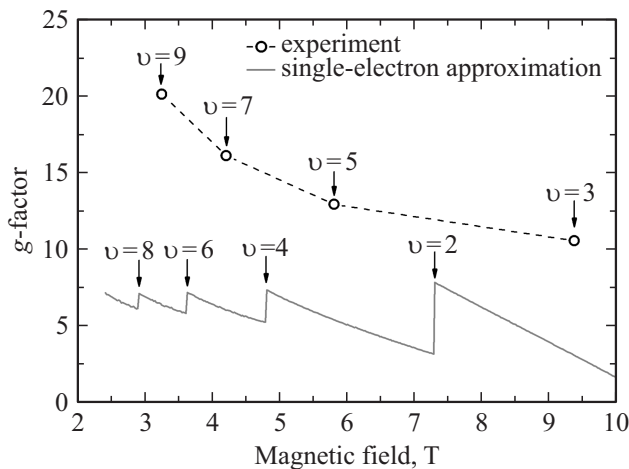


Рис. 5. Зависимость эффективного g -фактора электронов от магнитного поля в образце 130213. Сплошная кривая соответствует результатам теоретических расчетов, выполненных в одноэлектронном приближении с использованием 8-зонного $\mathbf{k}\mathbf{p}$ гамильтониана. Символами, соединенными для наглядности пунктирными линиями, представлены экспериментальные значения g^* . Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау.

ность в числе электронов с противоположными спинами приводит к увеличению спинового расщепления уровней Ландау. Максимальная величина спинового расщепления и связанного с ним g -фактора соответствует нечетному фактору заполнения и обусловлена максимальным значением разности в концентрациях 2D электронов с противоположными спинами. При четном факторе

заполнения количество 2D электронов с противоположными спинами одинаково, и спиновое расщепление и g -фактор принимают минимальное значение. Отметим, что усиление g -фактора при четных ν имеет место только в 2D системах с непараболическим законом дисперсии носителей заряда [19–21,31,37,38].

Зависимость g -фактора при нечетных факторах заполнения от магнитного поля определяется диэлектрической проницаемостью 2D электронного газа и связанного с ней эффекта экранирования обменного взаимодействия, которые в свою очередь, обусловлены величиной перекрытия плотностей состояний соседних спин-расщепленных уровней Ландау (см. более подробно [19]). В частности, монотонно убывающая зависимость g^* с ростом магнитного поля для образцов 061218 и 310213 указывает на значительное перекрытие плотностей состояний расщепленных по спину уровней Ландау при $3 < \nu < 9$ [20]. Резкое возрастание g -фактора при увеличении фактора заполнения связано с непараболическостью закона дисперсии электронов. В частности, недавние исследования обменного усиления g -фактора в 2D системах на основе узкозонных полупроводников продемонстрировали, что обменные поправки к спиновому расщеплению уровней Ландау в слабых магнитных полях имеют корневую зависимость от магнитного поля [20,31,37]. В свою очередь это приводит к расхождению значений g^* , наблюдаемому на рис. 4 и 5, при увеличении фактора заполнения уровней Ландау.

Исследуемые образцы 061218 и 310213 имеют одинаковую ширину КЯ и близкие значения состава барьера, что обуславливает полное сходство структуры уровней Ландау. Из рис. 4 и 5 видно, что с уменьшением концентрации электронов существенно возрастают не только „одноэлектронные“ значения g -фактора, но и величина обменного усиления при заданных факторах заполнения уровней Ландау. Данное изменение связывается нами с трансформацией структуры волновых функций электронов при увеличении энергии Ферми. Известно, что в КЯ $\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с инвертированной зонной структурой состояния вблизи дна зоны проводимости являются дырочноподобными, однако при увеличении энергии вклад электроноподобных состояний возрастает, и при дальнейшем увеличении энергии состояния в зоне проводимости становятся электроноподобными [6].

На рис. 6 представлены результаты расчетов энергии уровней Ландау в образцах 130213 и 061218, выполненные с использованием 8-зонного $\mathbf{k}\mathbf{p}$ гамильтониана. Энергия отсчитывается от дна зоны проводимости. Вертикальными линиями отмечены скачки уровня Ферми при целочисленных факторах заполнения. На левой панели рис. 6 (выделенной серым цветом) представлены расчеты относительных вкладов электроноподобных f_E и дырочноподобных f_{HH} состояний в волновую функцию электронов проводимости в нулевом магнитном поле при заданном значении энергии. Видно, что уровень Ферми в образце 061218 лежит в области, где f_{HH} существенно превосходит вклад f_{EE} , что приводит как

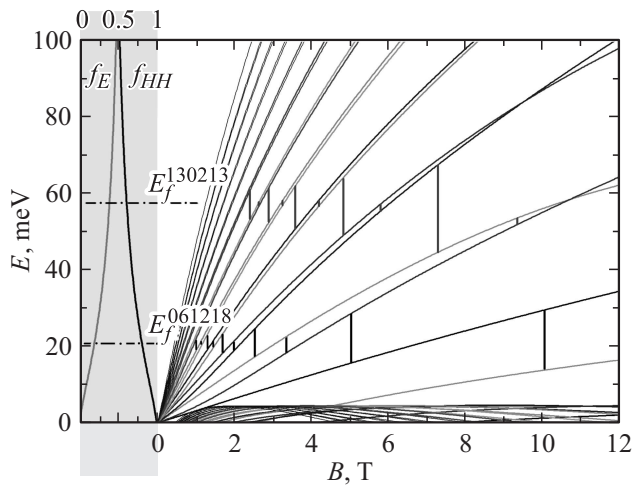


Рис. 6. Энергия уровней Ландау как функция магнитного поля в образцах 130213 и 061218. Вертикальными линиями отмечены скачки уровня Ферми при целочисленных факторах заполнения. На левой панели представлены относительные вклады электроноподобных f_E и дырочноподобных f_{HH} состояний в волновую функцию электронов проводимости в нулевом магнитном поле при различных энергиях электронов, отсчитанных от дна зоны проводимости.

к большому „одноэлектронному“ спиновому расщеплению, так и большой величине обменного усиления g -фактора. При увеличении энергии Ферми вклад электроноподобных состояний f_{EE} в волновую функцию электронов и соответственно, в обменные поправки к энергиям уровней Ландау возрастает. Поскольку вклады от электроно- и дырочноподобных состояний в „одноэлектронное“ спиновое расщепление уровней Ландау оказываются разных знаков, то ожидается, что при вычислении обменных поправок к энергии они также будут компенсировать друг друга. В этом случае в области энергий, соответствующей $f_{HH} \sim f_E$, мы допускаем ослабление эффективного g -фактора, связанного с обменным взаимодействием.

4. Заключение

В настоящей работе проведено исследование обменного усиления g -фактора электронов в 2D полуметалле в КЯ HgTe/CdHgTe шириной КЯ 20 нм. Из анализа амплитуды осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях определена ширина области делокализованных состояний на уровнях Ландау и эффективная масса электронов на уровне Ферми. Полученные значения находятся в хорошем согласии с результатами измерений ЦР в этих структурах и теоретическими расчетами, выполненными с использованием 8-зонного kr гамильтониана. Из анализа температурной зависимости минимумов магнетосопротивления вблизи нечетных факторов заполнения уровней Ландау были определены значения эффективного g -фактора, существенно превышающие „одноэлек-

тронные“, что обусловлено обменным взаимодействием. Обнаруженная зависимость величины обменного усиления g -фактора от концентрации 2D электронов связывается с изменением вкладов от дырочно- и электроноподобных состояний в обменные поправки к энергиям уровней Ландау в зоне проводимости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 13-02-00894, 14-02-31588), Российской академии наук, грантов президента РФ (МК-4758.2014.2, МК-6830.2015.2, НШ-1214.2014.2), CNRS (LIA „TERAMIR“ project) и фонда некоммерческих программ „Династия“.

Список литературы

- [1] Ю.Б. Васильев, F. Gouider, G. Nachtwei, P.D. Buckle. ФТП, **44**, 1559 (2010) [Semiconductors, **44**, 1511 (2010)].
- [2] В.И. Гавриленко, С.С. Криштопенко, М. Goiran. ФТП, **45**, 111 (2011). [Semiconductors, **45**, 110 (2011)].
- [3] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спирин. ФТП, **42**, 846 (2008). [Semiconductors, **42**, 828 (2008)].
- [4] К.П. Калинин, С.С. Криштопенко, К.В. Маремьянин, К.Е. Спирин, В.И. Гавриленко, А.А. Бирюков, Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков. ФТП, **47**, 1497 (2013) [Semiconductors, **47**, 1485 (2013)].
- [5] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim. Rev. Mod. Phys., **81**, 109 (2009).
- [6] V.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.-C. Zhang. Science, **314**, 1757 (2006).
- [7] Б.А. Волков, О.А. Панкратов. Письма в ЖЭТФ, **42**, 145 (1985).
- [8] C.L. Kane, E.J. Mele. Phys. Rev. Lett., **95**, 146802 (2005).
- [9] C.L. Kane, E.J. Mele. Phys. Rev. Lett., **95**, 226801 (2005).
- [10] L. Fu, C.L. Kane, E.J. Mele, Phys. Rev. Lett., **98**, 106803 (2007).
- [11] З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Д.А. Козлов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. Письма ЖЭТФ, **87**, 588 (2008).
- [12] Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, E.G. Novik, D.A. Kozlov, N.N. Mikhailov, I.O. Parm, S.A. Dvoretzky. Phys. Rev. B, **83**, 193304 (2011).
- [13] А.В. Германенко, Г.М. Миньков, О.Э. Рут, А.А. Шерстобитов, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. ФТП, **47**, 1586 (2013) [Semiconductors, **47**, 1562 (2013)].
- [14] A.V. Ikonnikov, M.S. Zholudev, K.E. Spirin, A.A. Lastovkin, K.V. Maremyanin, V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, O. Drachenko, M. Helm, J. Wosnitza, M. Goiran, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, F. Teppe, N. Diakonova, C. Consejo, B. Chenaud, W. Knapp. Semicond. Sci. Technol., **26**, 125011 (2011).
- [15] X.C. Zhang, K. Ortner, A. Pfeuffer-Jeschke, C.R. Becker, G. Landwehr. Phys. Rev. B, **69**, 115340 (2004).
- [16] M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. Physica E, **42**, 948 (2010).
- [17] M.V. Yakunin, A.V. Suslov, S.M. Podgornykh, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov. Phys. Rev. B, **85**, 245321 (2012).
- [18] T. Ando, Y. Uemura. J. Phys. Soc. Jpn., **37**, 1044 (1974).
- [19] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. J. Phys.: Condens. Matter, **23**, 385601 (2011).
- [20] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. J. Phys.: Condens. Matter, **24**, 135601 (2012).
- [21] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. J. Phys.: Condens. Matter, **24**, 252201 (2012).

- [22] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *Phys. Rev. B*, **87**, 155113 (2013).
- [23] F.F. Fang, P.J. Stiles. *Phys. Rev.*, **174**, 823 (1968).
- [24] B.A. Piot, D.K. Maude, M. Henini, Z.R. Wasilewski, K.J. Friedland, R. Hey, K.H. Ploog, A.I. Toropov, R. Airey, G. Hill. *Phys. Rev. B* **72**, 245325 (2005).
- [25] M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretckii, A. Ikonnikov, K. Spirin, V. Aleshkin, V. Gavrilenko, W. Knap. *Phys. Rev. B*, **86**, 205420 (2012).
- [26] N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretckiy, Yu.G. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhliiski. *Int. J. Nanotechnology*, **3**, 120 (2006).
- [27] S. Dvoretckiy, N. Mikhailov, Yu. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. *J. Electron. Mater.*, **39**, 918 (2010).
- [28] I.B. Berkutov, V.V. Andrievskii, Y.F. Komnik, O.A. Mironov, M. Mironov, D.R. Leadley. *Low Temp. Phys.*, **35**, 141 (2009).
- [29] P. Coleridge. *Semicond. Sci. Technol.*, **12**, 22, (1997).
- [30] A. Usher, R. Nicholas, J. Harris, C. Foxon. *Phys. Rev. B*, **41**, 1129 (1990).
- [31] С.С. Криштопенко, К.В. Маремьянин, К.П. Калинин, К.Е. Спириин, В.И. Гавриленко, Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков. *ФТП*, **49**, 196 (2015) [*Semiconductors*, **49**, 191 (2015)].
- [32] К.Е. Спириин, А.В. Иконников, А.А. Ластовкин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. *Письма ЖЭТФ*, **92**, 65 (2010).
- [33] А.В. Иконников, А.А. Ластовкин, К.Е. Спириин, М.С. Жолудев, В.В. Румянцев, К.В. Маремьянин, А.В. Антонов, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Ю.Г. Садофьев, N. Samal. *Письма ЖЭТФ*, **92**, 837 (2010).
- [34] А.В. Иконников, М.С. Жолудев, В.И. Гавриленко, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *ФТП*, **47**, 1569 (2013) [*Semiconductors*, **47**, 1545 (2013)].
- [35] В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, А.А. Ластовкин, К.В. Маремьянин, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спириин. *ФТП*, **44**, 642 (2010) [*Semiconductors*, **44**, 616 (210)].
- [36] К.Е. Спириин, К.П. Калинин, С.С. Криштопенко, К.В. Маремьянин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев. *ФТП*, **46**, 1424 (2012) [*Semiconductors*, **46**, 1396 (2012)].
- [37] С.С. Криштопенко, К.П. Калинин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев, M. Goiran. *ФТП*, **46**, 1186 (2012). [*Semiconductors*, **46**, 1163 (2012)].
- [38] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *Sol. St. Phenomena*, **190**, 554 (2012).
- [39] S.S. Krishtopenko. *J. Phys.: Condens. Matter*, **25**, 365602 (2013).
- [40] S.S. Krishtopenko. *J. Phys.: Condens. Matter*, **25**, 105601 (2013).

Редактор Т.А. Полянская

Exchange enhancement of electron g -factor in two-dimensional semimetal in HgTe quantum wells

L.S. Bovkun^{*+}, S.S. Krishtopenko^{*+},
M.S. Zholudev^{*+}, A.V. Ikonnikov^{*+}, K.E. Spirin^{*+},
S.A. Dvoretckiy^{*}, N.N. Mikhailov[■], F. Teppe[♦],
W. Knap[♦], V.I. Gavrilenko^{*+}

* Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia
+ Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia
• The Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia
■ Novosibirsk State University,
630090 Novosibirsk, Russia
♦ Laboratoire Charles Coulomb (L2C),
UMR CNRS 5221, GIS-TERALAB, Universite Montpellier II,
34095 Montpellier, France

Abstract We report investigation of exchange enhancement of electron g -factor in perpendicular magnetic fields up to 12 T in two-dimensional semimetal arising in HgTe/CdHgTe quantum well of 20 nm width. By analyzing temperature dependence of the amplitude of Shubnikov–de-Haas oscillations in weak magnetic fields and in the vicinity of odd filling factors of Landau levels $\nu \leq 9$, electron effective mass and g -factor at the Fermi level are extracted. The experimental values are compared with theoretical calculations performed within a single-electron approximation by using the 8-band $\mathbf{k}\mathbf{p}$ Hamiltonian. The observed behavior of the g -factor enhancement with increasing of electron concentration is explained by interplay between contributions of hole- and electron-like states to the exchange corrections to the Landau level energies in the conduction band.

Публикация материалов Конференции завершена.