

Магнитотранспорт в квантовых ямах HgTe с двумя полевыми электродами

© Г.М. Миньков^{1,2}, О.Э. Рут¹, А.А. Шерстобитов^{1,2}, А.В. Германенко¹,
С.А. Дворецкий³, Н.Н. Михайлов³

¹ Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина,
620062 Екатеринбург, Россия

² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук,
620108 Екатеринбург, Россия

³ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: grigori.minkov@urfu.ru

Поступила в Редакцию 8 октября 2024 г.

В окончательной редакции 13 октября 2024 г.

Принята к публикации 13 октября 2024 г.

Исследованы магнитотранспортные свойства квантовых ям HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe шириной 32 и 46 нм в структурах с двумя полевыми электродами. Анализ осцилляций Шубникова-де Гааза наряду с анализом межподзонных магнитоосцилляций позволил получить информацию о заселенности спиновых ветвей электронного спектра, расщепленного спин-орбитальным взаимодействием вследствие асимметрии квантовой ямы не только при изменении концентрации электронов, но и при изменении симметрии квантовой ямы при заданной концентрации электронов. Полученные данные интерпретированы с использованием результатов расчета энергетического спектра, выполненного в рамках самосогласованного подхода в четырехзонной *kP*-модели. Показано, что учет сложности характера спектра исследованных систем принципиально важен для интерпретации экспериментальных данных.

Ключевые слова: HgTe, квантовые ямы, магнитотранспорт, осцилляции Шубникова-де Гааза.

DOI: 10.61011/FTP.2024.08.59202.7175

1. Введение

Специфика квантовых ям (КЯ) HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe определяется тем, что HgTe является бесщелевым полупроводником с инвертированным спектром (зона Г₆ расположена по энергии ниже валентной зоны Г₈), а барьеры Hg_{1-x}Cd_xTe являются полупроводниками с нормальным порядком зон. Это приводит к тому, что тип энергетического спектра при размерном квантовании очень сильно зависит от ширины квантовой ямы (*d*). С ростом *d* спектр изменяется от нормального щелевого при *d* < 6.3 нм до инверсного щелевого при *d* > 6.3 нм и инверсного полуметаллического при *d* > 14–16 нм и, наконец, трансформируется в спектр трехмерного топологического изолятора.

Как и в большинстве двумерных полупроводниковых систем, экспериментальные исследования КЯ теллурида ртути проводятся на структурах с полевым электродом, изменение напряжения на котором (*V_g*) позволяет изменять как тип проводимости (с электронного на дырочный и наоборот), так и концентрацию носителей в достаточно широком диапазоне концентраций. Однако *V_g* изменяет не только концентрацию носителей, но и симметрию квантовой ямы. В не очень широких КЯ, *d* < 20 нм, которые довольно подробно изучались в ряде работ (например, см. [1–6]), такое изменение симметрии КЯ не очень важно, и в основном энергетический спектр

и транспортные явления разумно описываются в рамках многозонной *kP*-модели.¹

В более широких КЯ, *d* > 20–30 нм, изменение симметрии КЯ с изменением напряжения на затворе существенно влияет на энергетический спектр и магнитотранспортные явления. Изменение *V_g* вызывает большое спин-орбитальное расщепление спектра и образование двух односпиновых ветвей спектра. Отношение концентраций электронов в этих ветвях достигает величины 2.5–3.0. При этом осцилляции Шубникова-де Гааза (ШдГ) становятся сложными — наблюдаются биения амплитуды осцилляций, а в спектре Фурье, кроме гармоник *f*₁ и *f*₂, соответствующих концентрациям электронов в ветвях *n*₁ и *n*₂, появляется разностная частота *f*₃ = *f*₁ – *f*₂. Это межподзонные магнитоосцилляции (MISO — magneto intersubband oscillations), амплитуда которых пропорциональна скорости переходов между ветвями, которая в свою очередь определяется перекрытием волновых функций электронов в ветвях.

Теория предсказывает, что с ростом концентрации волновые функции электронов в этих ветвях все сильнее локализуются у стенок КЯ, так что с ростом полной концентрации электронов *n* = *n*₁ + *n*₂ перекрытие волновых функций (а значит, вероятность переходов) уменьшается. Это значит, что отношение амплитуд MISO и осцилляций ШдГ должно уменьшаться при

¹ Некоторые расхождения теоретических расчетов с экспериментом обсуждались в работе [7].

увеличении концентрации электронов. Неожиданным оказалось обнаружение в структурах с $d > 30$ нм прямо противоположной зависимости этого отношения от n , а именно до тех пор, пока заселена одна подзона размерного квантования, оно возрастает в 4–5 раз [8]. Для интерпретации полученных результатов авторами был проведен самосогласованный расчет спектра, который показал, что рост отношения амплитуд MISO и осцилляций ШдГ является результатом отталкивания от стенки КЯ волновых функций состояний, локализованных у ближней к затвору стенки, с ростом V_g , что является проявлением отрицательной поляризуемости электронного газа в широких квантовых ямах HgTe [8]. Это приводит к увеличению перекрытия волновых функций различных ветвей, увеличению вероятности переходов между ними, а значит, и к увеличению амплитуды MISO. Качественно, результаты этих расчетов согласуются с экспериментальными результатами.

Для проверки, предложенной в работе [8] интерпретации, и более детального исследования поведения волновых функции не только с ростом концентрации электронов, но и с изменением симметрии квантовой ямы, в настоящей работе приведены результаты измерений и анализ магнитосопротивления структур HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe с квантовой ямой шириной 32 и 46 нм с двумя полевыми электродами, размещенными по разные стороны квантовой ямы.

2. Эксперимент

Образцы с двумя полевыми электродами (нижним и верхним) были изготовлены на основе структур с квантовой ямой HgTe с $d = 32$ нм (структура 180824) и 46 нм (структура 180823). Образцы с одним полевым электродом, изготовленные на основе этих структур, были исследованы нами ранее [8]. Именно в этих структурах имеется наиболее широкий диапазон полной концентрации электронов от $1 \cdot 10^{11}$ до $3.5 \cdot 10^{11}$ см⁻², в котором заполнены только состояния основной подзоны размерного квантования. Архитектура исследованных структур приведена на рис. 1. Все измерения проводились на постоянном токе в отсутствие разогрева электронов. Дополнительные измерения показали, что гистерезис в зависимостях от напряжения на полевых электродах отсутствует в пределах экспериментальной точности.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

3.1. Роль верхнего полевого электрода

Результаты, полученные на обеих структурах, близки и в основном мы будем обсуждать результаты на примере структуры 180824 с $d = 32$ нм. Рассмотрим

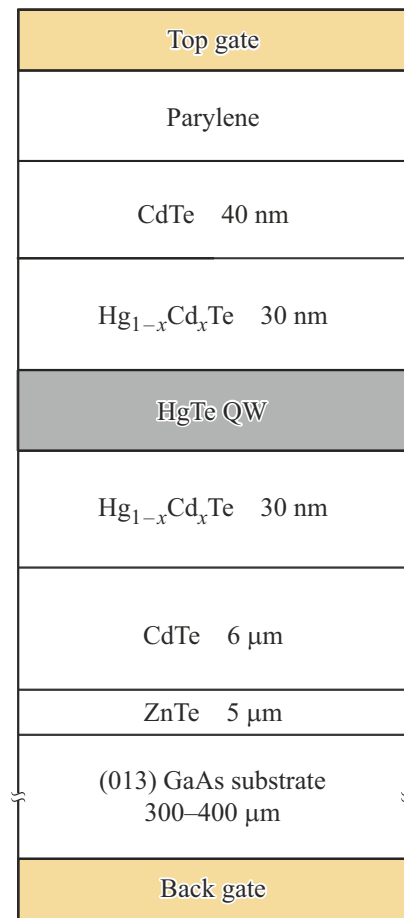


Рис. 1. Архитектура исследованных структур.

сначала результаты при нулевом напряжении на нижнем электроде $V_{bg} = 0$ В.

Зависимости концентраций электронов и дырок от напряжения на верхнем электроде (V_{tg}) приведены на рис. 2. При $V_{tg} > 1$ В коэффициент Холла (RH) не зависит от магнитного поля до $B = 0.5$ Тл. Это показывает, что в этой области напряжений на затворе в проводимости участвует один тип носителей тока — электроны, и их концентрация равна $n_H = 1/eR_H$, где e — заряд электрона.

При $V_{tg} < 1$ В коэффициент Холла изменяет знак с ростом магнитного поля с электронного при $B < 0.15$ Тл на дырочный. Это типичное поведение в случае проводимости двумя типами носителей разного знака. В этой области V_{tg} концентрации электронов и дырок находились в модели проводимости двумя типами носителей из одновременной подгонки зависимостей R_H и ρ_{xx} от магнитного поля. В данной работе ограничимся детальным анализом магнитотранспорта только в электронной области, поэтому не будем подробно обсуждать область, в которой в проводимости участвуют два типа носителей.

Зависимость концентрации электронов и дырок во всей области V_{tg} , приведенная на рис. 2, а, показывает,

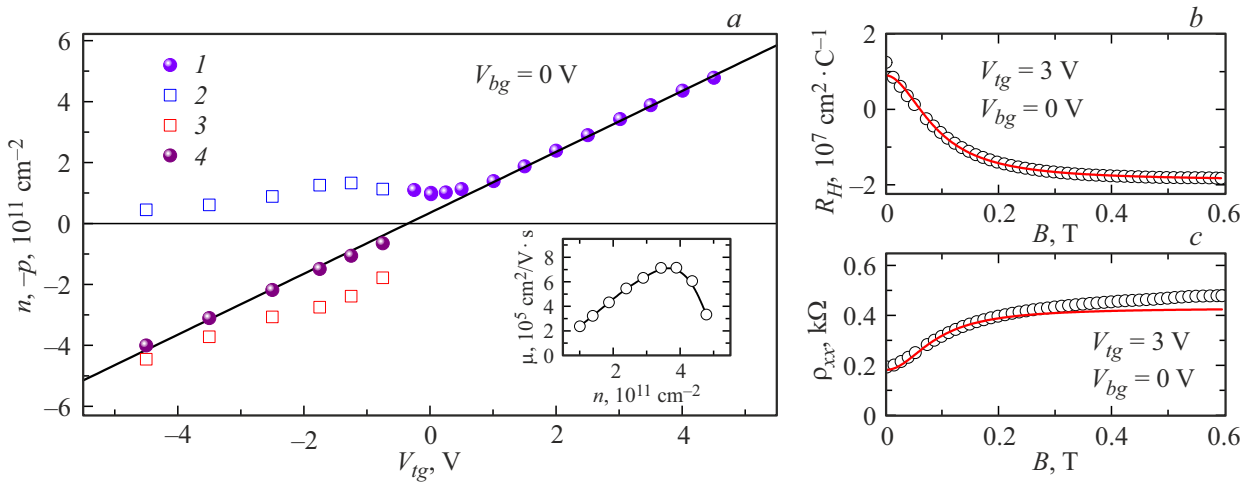


Рис. 2. *a* — зависимости концентраций электронов и дырок от напряжения на верхнем полевым электроде при $V_{bg} = 0$ В, $T = 3.8$ К. Символы соответствуют: 1 — $1/eR_H$ (0.3 Тл); 2 и 3 — зависимости $n(V_{tg})$ и $-p(V_{tg})$, где концентрация электронов n и концентрация дырок p найдены из одновременной подгонки зависимостей R_H и ρ_{xx} от магнитного поля; 4 — зависимость полного заряда в квантовой яме $Q/e = (n - p)$ от напряжения на затворе. Прямая линия — зависимость $(0.35 + 1.0 V_{bg}) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. *b* — зависимость $R_H(B)$ при $V_{tg} = -3$ В. *c* — зависимость $\rho_{xx}(B)$ при $V_{tg} = -3$ В. Символы — экспериментальные данные, кривые — подгоночные зависимости. Вставка на рис. 2, *a* — зависимость подвижности электронов, определенной как R_H/ρ_{xx} в поле 0.3 Тл, от их концентрации.

что заряд квантовой ямы $Q/e = n - p$ линейно зависит от V_{tg} как $Q/e = (0.35 + 1.0 V_{tg}) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Этот факт, а также близость производной dQ/dV_{tg} к значению, найденному из величины емкости между квантовой ямой и верхним затвором C , показывают, что между квантовой ямой и верхним затвором паразитные состояния отсутствуют.

Зависимость подвижности электронов (μ) от их концентрации приведена на вставке рис. 2, *a*. Уменьшение μ при концентрации $n > (3.5 - 4.0) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ связано с началом заселения второй подзоны размерного квантования [8].

На рис. 3 приведены осцилляции $\delta\rho_{xx}(B) = \rho_{xx}(B)/\rho_{xx}^{\text{mon}}(B) - 1$, где $\rho_{xx}^{\text{mon}}(B)$ — монотонная составляющая зависимости $\rho_{xx}(B)$, и их спектры Фурье при $V_{bg} = 0$ при нескольких значениях V_{tg} . Видно, что при $V_{bg} = 1.0$ В в спектре Фурье наблюдается одна компонента с частотой f . С ростом V_{tg} она расщепляется на две компоненты с частотами f_1 и f_2 , при этом появляется низкочастотная компонента с частотой f_3 . Для более точного определения частот f_1 и f_2 использовалось обратное преобразование Фурье с применением полосового фильтра, показанного на рис. 4, *a* пунктирной линией. Полученная кривая описывалась суммой двух осциллирующих зависимостей, даваемых формулой Лифшица-Косевича [9] (подробно эта процедура описана в работе [10]). Концентрация, найденная из частоты f в предположении двукратного вырождения уровней Ландау $n = 2(e/h)f$, и сумма концентраций $n_1 = ef_1/h$ и $n_2 = ef_2/h$, найденных из частот f_1 и f_2 в предположении однократного вырождения уровней Ландау, в пределах экспериментальной

ошибки совпадают с холловской концентрацией, как видно из рис. 4, *a*. Разница концентраций, найденных из частот f_1 и f_2 , совпадает с концентрацией, найденной из частоты f_3 . Все приведенные выше результаты показывают, что: 1) при $V_{tg} \sim 1$ В квантовая яма близка к симметричной и кратность вырождения уровней Ландау равна двум; 2) увеличение V_{tg} приводит к нарушению симметрии квантовой ямы и к спин-орбитальному расщеплению спектра, так что уровни Ландау становятся односпиновыми; 3) осцилляции с частотой f_3 являются магнитожеподзонными осцилляциями. Их амплитуда определяется скоростью переходов между односпиновыми уровнями Ландау, которая в свою очередь определяется перекрытием волновых функций состояний, расщепленных спин-орбитальным взаимодействием.

Сравним экспериментальные зависимости, приведенные на рис. 4, *b* с теоретическими. С этой целью мы использовали самосогласованный подход при расчете спектра электронов и волновых функций в рамках четырехзонной kP -модели. Для учета электрического поля, создаваемого примесями, электронами и напряжением на полевых электродах была использована самосогласованная процедура одновременного решения уравнений Шредингера и Пуассона.

Штриховые линии на рис. 4, *b* — результат самосогласованного расчета при общепринятых значениях диэлектрической проницаемости в КЯ и барьерах $\kappa(z) = 20.5 - 15.6x(z) + 5.7x^2(z)$, где $x(z)$ — концентрация кадмия в зависимости от z . Видно, что рассчитанные значения $n_1(V_{tg})$ и $n_2(V_{tg})$ сильно отличаются от экспериментальных. Такое отличие в КЯ шириной

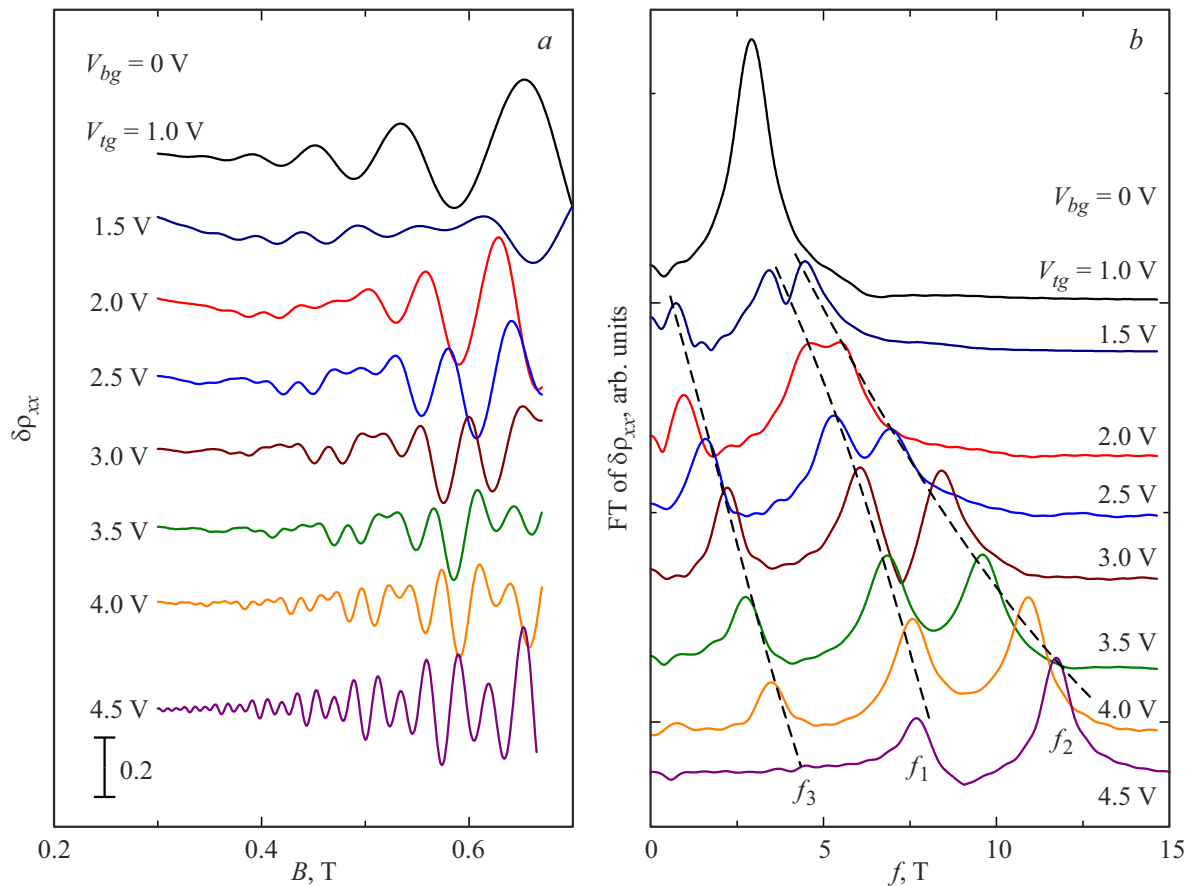


Рис. 3. Осцилляции $\delta\rho_{xx}(B)$ (a) и их спектры Фурье (b) при $V_{bg} = 0$ В и различных значения V_{tg} . $T = 3.8$ К.

32 нм было отмечено в работе [8]. Возможной причиной этого является разница диэлектрической проницаемости тонкого слоя HgTe, образующего квантовую яму, и исходного объемного материала, как это обсуждалось в работах [11–13]. На рис. 4, b пунктирными линиями приведены также результаты расчета при диэлектрической проницаемости КЯ $\kappa_{QW} = 40$. Видно, что они хорошо согласуются с экспериментом. Отметим, что анализ аналогичных измерений в КЯ с шириной от 5 до 46 нм показывает, что при $d < 20$ нм экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетом при $\kappa_{QW} = 20.5$, а при увеличении d согласие достигается при увеличении κ_{QW} до 70 при $d = 46$ нм.

3.2. Роль нижнего полевого электрода

Рассмотрим трансформацию осцилляций $\delta\rho_{xx}(B)$ при изменении V_{bg} при $V_{tg} = 3.0$ В. Осцилляции $\delta\rho_{xx}(B)$ и их спектры Фурье приведены на рис. 5.

Зависимости концентрации электронов от V_{bg} , определенной из эффекта Холла и анализа спектров Фурье (рис. 5, b), приведены на рис. 6, a. На рис. 6, b приведена зависимость подвижности, определенной как R_H/ρ_{xx} в поле 0.3 Тл, от V_{bg} . Эта зависимость в координатах

$\mu(n_H)$ в пределах ошибки совпадает с зависимостью, приведенной на вставке рис. 2, a.

Из рис. 6, a видно, что холловская концентрация n_H совпадает с суммой концентраций n_1 и n_2 , найденных из анализа спектров Фурье. Напряжение на нижнем электроде V_{bg} изменяет концентрацию электронов в КЯ со скоростью $dn/dV_{bg} = 0.0015 \text{ см}^{-2} \cdot \text{В}^{-1}$. Эта величина близка к значению, соответствующему емкости на единицу площади между нижним электродом и квантовой ямой $C = \kappa_s \kappa_0 / d_s$, где κ_s, κ_0 — диэлектрическая проницаемость подложки, d_s — ее толщина. К сожалению, экспериментально измерить емкость с нужной точностью трудно в силу малости ее величины, ~ 0.6 пФ.

На первый взгляд, приведенные на рис. 4, b и 6, a экспериментальные зависимости концентраций от напряжения на верхнем электроде V_{tg} при $V_{bg} = 0$ В (рис. 4, b) и от напряжения на нижнем V_{bg} при $V_{tg} = 3.0$ В (рис. 6, a) естественны и понятны. Из рис. 6, a также видно, что увеличение концентрации за счет изменения V_{bg} приводит к уменьшению разницы концентрации в расщепленных ветвях спектра (т.е. положительное напряжение, прикладываемое к нижнему электроду, уменьшает асимметрию КЯ), в то время как увеличение V_{tg} приводит к росту расщепления. Однако при количественном сравнении этих результатов с теоретическим, получен-

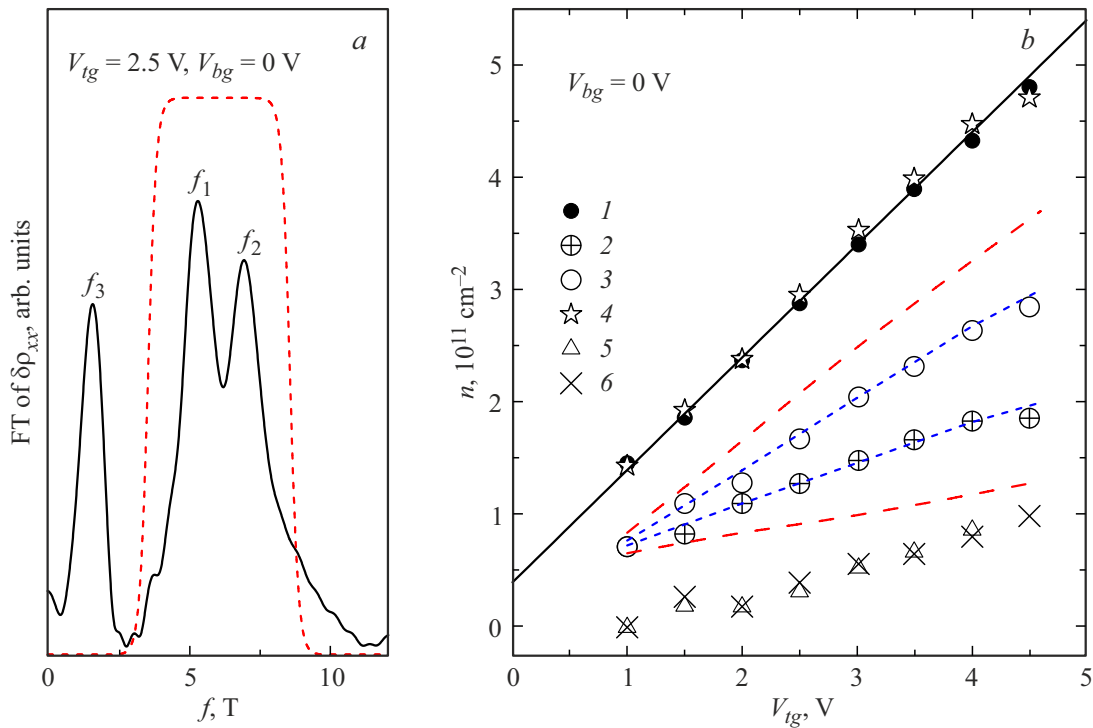


Рис. 4. *a* — фурье-спектр осцилляций при $V_{tg} = 2.5$ В и $V_{bg} = 0$ В. Пунктирная кривая показывает фильтр, используемый для анализа осцилляций ШдГ. *b* — зависимости концентраций электронов от V_{tg} при $V_{bg} = 0$ В. Символы соответствуют: 1 — $1/eR_H$ (0.3 Тл); 2 и 3 — концентрациям электронов n_1 и n_2 , найденным из анализа осцилляций ШдГ; 4 — $n_1 + n_2$; 5 — $(e/h)f_3$; 6 — $n_2 - n_1$. Сплошная линия — зависимость $(0.35 + 1.0V_{tg}) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Штриховые и пунктирные линии — результаты самосогласованного расчета, проведенного при $\kappa_{QW} = 20.5$ и 40.0 соответственно.

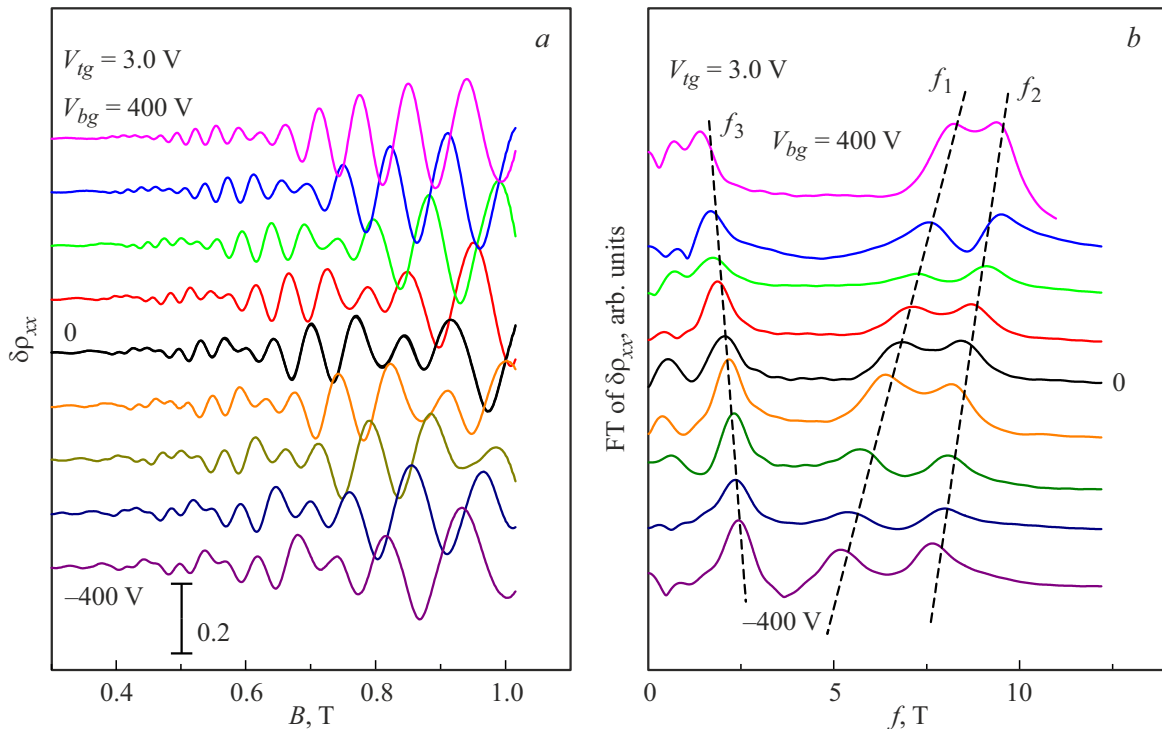


Рис. 5. *a* — осцилляции $\delta\rho_{xx}(B)$ при $V_{tg} = 3.0$ В при изменении V_{bg} от -400 до $+400$ В с шагом 100 В. $T = 3.5$ К. *b* — спектры Фурье осцилляций, показанных на рис. 5, *a*.

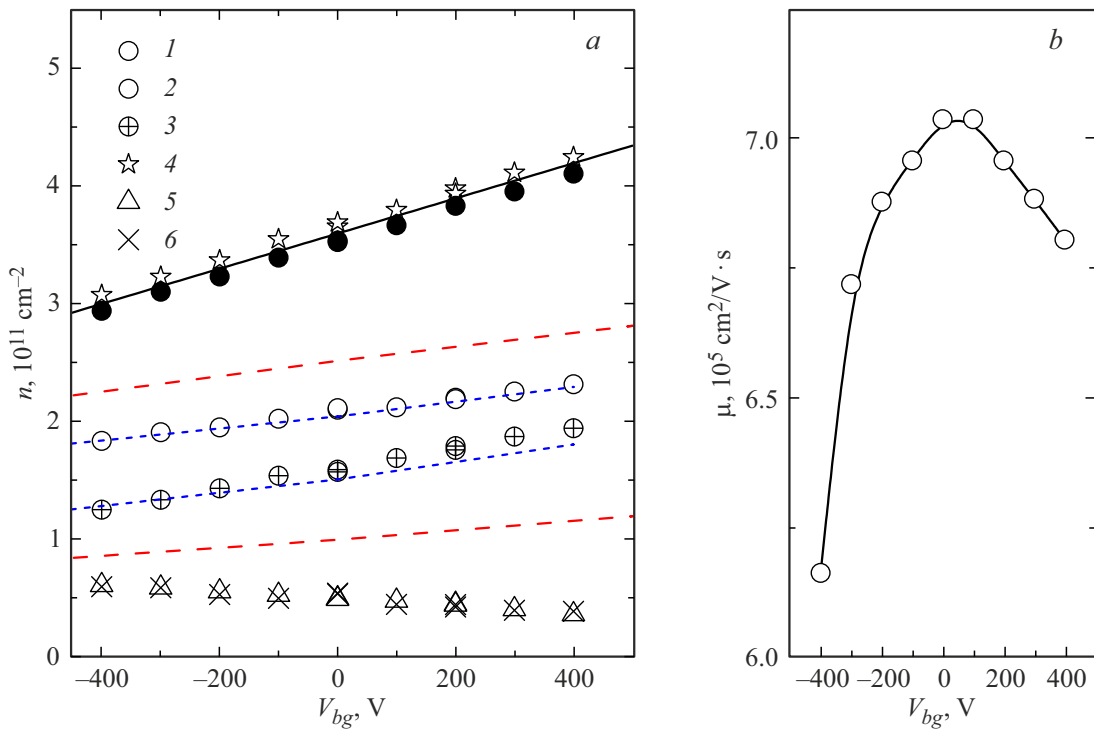


Рис. 6. *a* — зависимости концентраций электронов от V_{bg} при $V_{fg} = 3.0$ В. Символы соответствуют: 1 — $1/eR_H$ (0.3 Тл); 2 и 3 — концентрациям электронов n_1 и n_2 , найденным из анализа осцилляций ШДГ; 4 — $n_1 + n_2$; 5 — $(e/h)f_3$; 6 — $n_2 - n_1$. Сплошная линия — зависимость $(3.6 + 0.0015 V_{fg}) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Штриховые и пунктирные линии — результаты самосогласованного расчета, проведенного при $\kappa_{QW} = 20.5$ и 40.0 соответственно. *b* — зависимость подвижности электронов от V_{bg} при $V_{fg} = 3.0$ В.

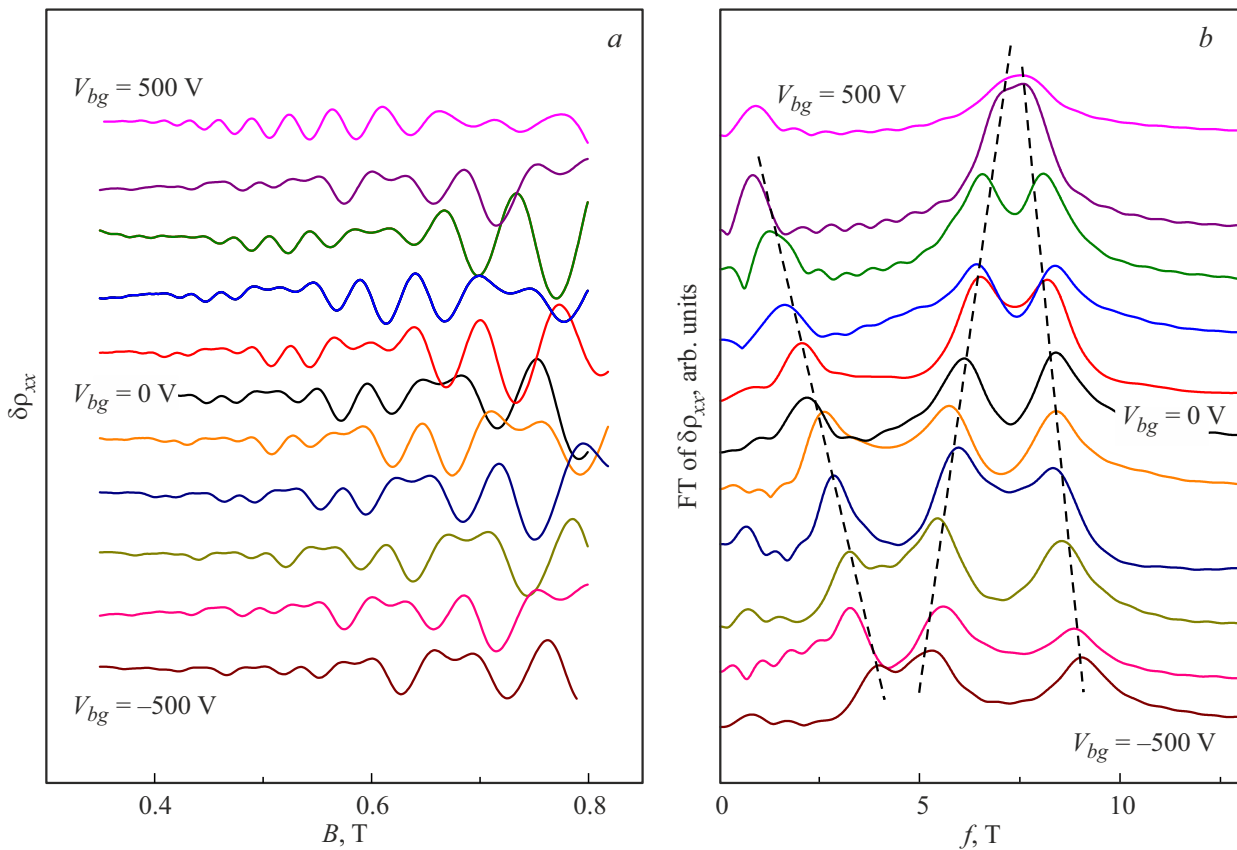


Рис. 7. *a* — осцилляции $\delta\rho_{xx}(B)$ при различных значениях V_{bg} , изменяющихся от -500 до $+500$ В с шагом 100 В и такой величине V_{fg} , при которой $n_H = 3.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. *b* — спектры Фурье осцилляций, показанных на рис. 7, *a*. $T = 3.5$ К.

ными в рамках четырехзонной kP -модели, обнаруживаются существенные расхождения. Рассчитанные зависимости концентраций в ветвях спектра при использовании диэлектрической проницаемости в квантовой яме $\kappa_{QW} = 20.5$, что соответствует диэлектрической проницаемости объемного HgTe, приведены на рис. 4, *b* и 6, *a* штриховыми линиями. Очевидно, что наблюдается очень большое расхождение расчета с экспериментом. В обоих случаях согласие между экспериментом и теорией достигается только при использовании диэлектрической проницаемости в квантовой яме, равной $\kappa_{QW} = 40$.

3.3. Транспорт при изменении симметрии квантовой ямы

Наличие двух полевых электродов (верхнего и нижнего) позволяет изменять симметрию квантовой ямы, удерживая полную концентрацию электронов на фиксированном уровне. На рис. 7, *a* приведены осцилляции $\delta\rho_{xx}(B)$ при полной концентрации электронов, равной $3.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, и различных значениях напряжения на нижнем полевом электроде, изменяющихся с шагом 100 В, а на рис. 7, *b* — фурье-спектры этих осцилляций. Эти измерения были проведены следующим образом: при $V_{bg} = 0 \text{ В}$ устанавливалось $V_{tg} = 3.0 \text{ В}$, что давало полную концентрацию электронов $3.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. После проведения измерений полевых зависимостей сопротивления напряжение на нижнем полевом электроде изменялось на 100 В, при этом напряжение на верхнем полевом электроде подстраивалось таким образом, чтобы полная концентрация оставалась постоянной.

Зависимости концентраций электронов в ветвях спектра от величины V_{bg} , полученные из анализа спектров Фурье при фиксированной полной концентрации электронов, равной $3.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, приведены на рис. 8. Видно, что при увеличении отрицательного напряжения на нижнем полевом электроде разница концентраций электронов в ветвях спектра увеличивается, достигая величины $\sim 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ или $\sim 27\%$ от полной концентрации электронов при $V_{bg} = -500 \text{ В}$, свидетельствуя о том, что КЯ становится сильно асимметричной. При увеличении положительного напряжения разница концентраций в ветвях уменьшается до $\sim 0.15 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, т.е. становится $< 5\%$, при $V_{bg} = 500 \text{ В}$, что показывает, что яма становится почти симметричной. Интуитивно столь сильное уменьшение величины расщепления кажется странным, ведь из всего общего количества электронов в КЯ $n = 3.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ за счет приложения напряжения к нижнему полевому электроду в 500 В индуцирована лишь небольшая часть $\sim 0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Однако такая интуиция опирается на представления о поведении электронов при пространственном ограничении в структурах с простым параболическим спектром. Однако мы имеем дело с квантовыми ямами HgTe.

На рис. 8 штриховыми и пунктирными линиями приведены результаты самосогласованного расчета, выполненного в рамках четырехзонной kP -модели с двумя

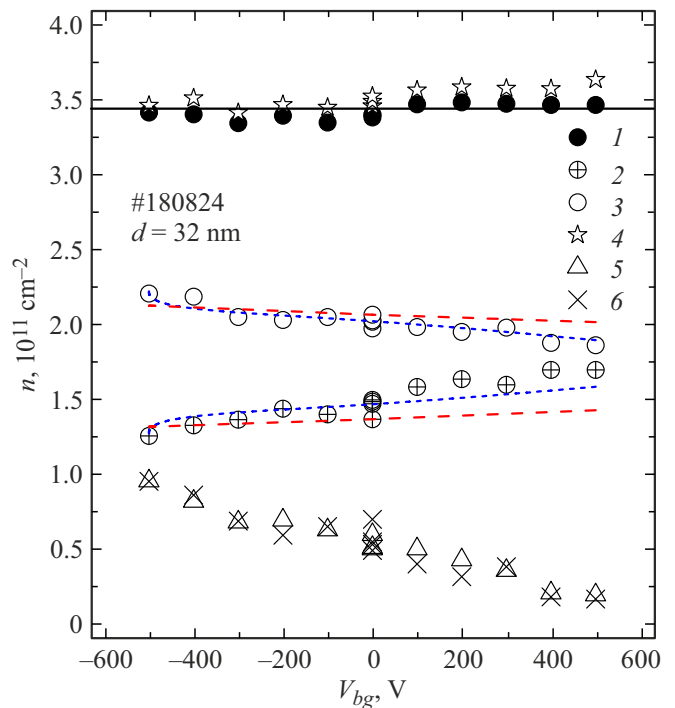


Рис. 8. Зависимости концентраций n_1 и n_2 от V_{bg} при $n = 3.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для структуры 180824. Символы соответствуют: 1 — $1/eR_H$ (0.3 Тл); 2 и 3 — концентрациям электронов n_1 и n_2 , найденным из анализа осцилляций ШдГ; 4 — $n_1 + n_2$; 5 — $(e/h)f_3$; 6 — $n_2 - n_1$. Сплошная линия — $n_H = 3.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Штриховые линии — результаты самосогласованных расчетов при $\kappa_{QW} = 20.5$, пунктирные линии — результаты расчетов при $\kappa_{QW} = 40.0$.

значениями диэлектрической проницаемости квантовой ямы $\kappa_{QW} = 20.5$ и 40 соответственно. Видно, что, как и на рис. 4, *b* и 6, *a*, существенно лучшее согласие наблюдается при $\kappa_{QW} = 40$. Отметим, что для структуры 180823 с квантовой ямой шириной 46 нм наилучшее согласие достигается при $\kappa_{QW} = 70$. Рассмотрим форму КЯ HgTe и распределение электронной плотности, полученные в результате расчета. На рис. 9 показаны результаты самосогласованного расчета для двух ситуаций: для $V_{bg} = 500 \text{ В}$, когда часть заряда в КЯ в количестве $3.0 \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ индуцирована электрическим полем верхнего полевого электрода, а другая часть $0.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ индуцирована полем нижнего электрода (рис. 9, *a*); $V_{bg} = 0 \text{ В}$, когда вся электронная плотность $3.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в КЯ индуцирована электрическим полем верхнего электрода (рис. 9, *b*). Видно, что в обоих случаях асимметрия распределения электронной плотности и ход потенциала $\varphi(z)$ очень близки, в то время как разница концентраций электронов в спиновых ветвях существенно отличаются, составляя величину $\sim 0.55 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в первом случае и $0.15 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ во втором или 16 и 3.5% от полной концентрации электронов $3.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ соответственно.

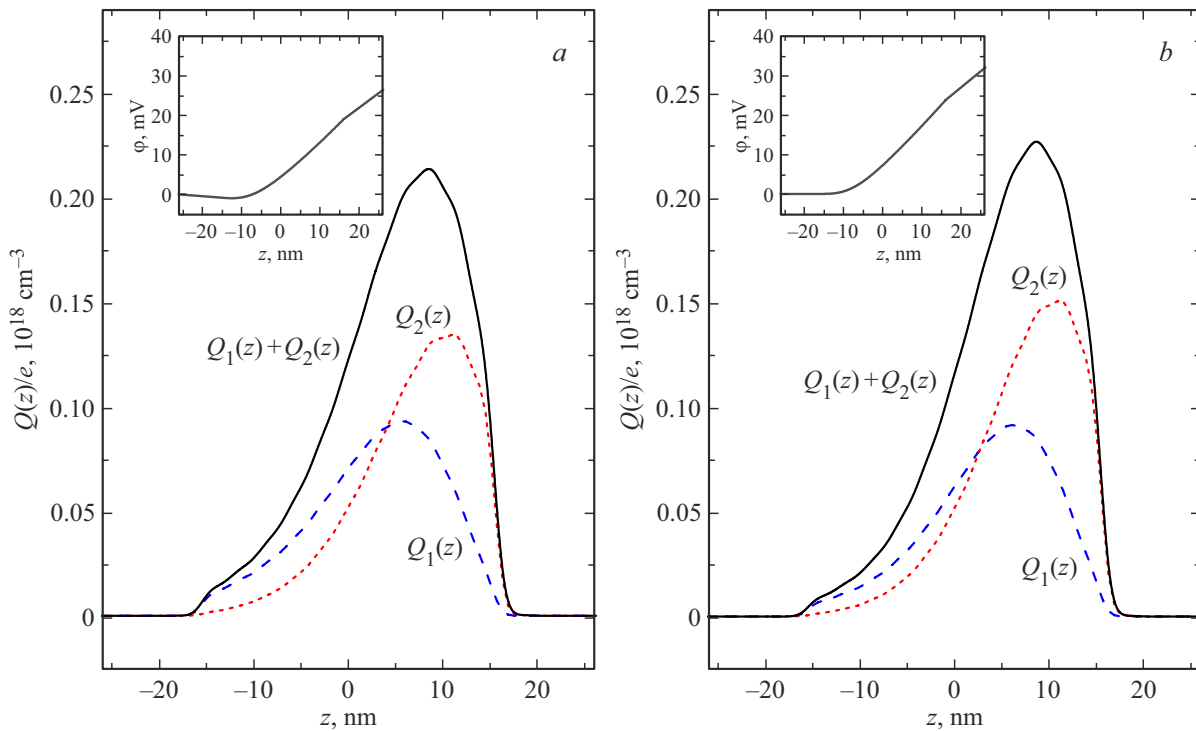


Рис. 9. Распределение электронной плотности в z направлении в асимметричной квантовой яме с полной концентрацией электронов $n = 3.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для двух случаев: a — случай $V_{bg} = 500 \text{ В}$, когда часть заряда в количестве $3.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ индуцирована электрическим полем верхнего полевого электрода, другая часть $0.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ — полем нижнего электрода; b — случай $V_{bg} = 0 \text{ В}$, когда все электроны индуцированы верхним полевым электродом. Штриховыми линиями показаны вклады спиновых ветвей, сплошными — сумма обоих вкладов. На вставках показан ход потенциала $\phi(z)$.

4. Заключение

В работе исследованы магнитотранспортные явления в квантовых ямах теллурида ртути шириной 32 и 46 нм в структурах с двумя полевыми электродами. В результате анализа осцилляционных явлений получены зависимости концентраций электронов в спиновых ветвях, расщепленных спин-орбитальным взаимодействием, от общей концентрации электронов в квантовой яме, контролируемой напряжением на затворах, а также от асимметрии квантовой ямы при фиксированной концентрации электронов. Для интерпретации полученных данных применен самосогласованный подход одновременного решения уравнений Пуассона и Шредингера в рамках четырехзонной kP -модели. Количественное согласие удается получить при использовании общепринятых параметров kP -модели, но при значениях диэлектрической проницаемости слоя HgTe, формирующего квантовую яму, отличающихся от проницаемости объемного HgTe: $\kappa_{QW} = 40$ и 70 для квантовой ямы шириной 32 и 46 нм соответственно.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания (проект FEUZ-2023-0017, тема „Электрон“ № 122021000039-4).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.M. Shuvaev, G.V. Astakhov, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, A. Pimenov. *Semicond. Sci. Technol.*, **27**, 124004 (2012).
- [2] M.S. Zholudev, A.V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K.V. Maremyanin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, W. Knap, S.A. Dvoretzkiy, N.N. Mihailov. *Nanoscale Res. Lett.*, **7**, 534 (2012).
- [3] C. Zoth, P. Olbrich, P. Vierling, K.-M. Dantscher, V.V. Bel'kov, M.A. Semina, M.M. Glazov, L.E. Golub, D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy, S.D. Ganichev. *Phys. Rev. B*, **90**, 205415 (2014).
- [4] D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy, D. Weiss. *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 196801 (2014).
- [5] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, S.A. Dvoretzkiy, N.N. Mikhailov. *Phys. Rev. B*, **89**, 165311 (2014).
- [6] 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. Dvoretzkiy, D. Weiss, B. Jenichen, S.D. Ganichev. *Phys. Rev. B*, **92**, 165314 (2015).
- [7] G.M. Minkov, V.Ya. Aleshkin, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, A.V. Germanenko, S.A. Dvoretzkiy, N.N. Mikhailov. *Physica E*, **116**, 113742 (2020).

- [8] G.M. Minkov, V.Ya. Aleshkin, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, S.A. Dvoretzki, N.N. Mikhailov, A.V. Germanenko. *Phys. Rev. B*, **106**, 085301 (2022).
- [9] И.М. Лифшиц, А.М. Косевич. *ЖЭТФ*, **29**, 730 (1955).
- [10] G.M. Minkov, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, S.A. Dvoretzki, N.N. Mikhailov, V.A. Solov'ev, M. Yu. Chernov, S.V. Ivanov, A.V. Germanenko. *Phys. Rev. B*, **101**, 245303 (2020).
- [11] C. Brüne, C. Thienel, M. Stuiber, J. Böttcher, H. Buhmann, E.G. Novik, C.-X. Liu, E.M. Hankiewicz, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. X*, **4**, 041045 (2014).
- [12] J. Ziegler, D.A. Kozlov, N.N. Mikhailov, S. Dvoretzki, D. Weiss. *Phys. Rev. Res.*, **2**, 033003 (2020).
- [13] T. Andlauer, P. Vogl. *Phys. Rev. B*, **80**, 035304 (2009).

Редактор А.Н. Смирнов

Magnetotransport in HgTe quantum wells with two gate electrodes

G.M. Minkov^{1,2}, O.E. Rut¹, A.A. Sherstobitov^{1,2},
A.V. Germanenko¹, S.A. Dvoretzki³, N.N. Mikhailov³

¹ Ural Federal University,
620062 Ekaterinburg, Russia

² Mikheev Institute of Metal Physics of Ural Branch
of the Russian Academy of Sciences,
620108 Ekaterinburg, Russia

³ Rzhanov Institute of Semiconductor Physics
of the Siberian Branch
of the Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The magnetotransport properties of HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe quantum wells with a width of 32 and 46 nm in structures with two field electrodes were investigated. The analysis of the Shubnikov-de Haas oscillations, along with the analysis of intersubband magnetooscillations, allowed us to obtain information about the population of the spin branches of the electron spectrum split by spin-orbital interaction due to the asymmetry of the quantum well not only when the electron concentration changes, but also when the symmetry of the quantum well changes at a given electron concentration. The data obtained are interpreted using the results of the calculation of the energy spectrum performed within the framework of a self-consistent approach in a four-band *kP*-model. It is shown that taking into account the complexity of the spectrum of the studied systems is fundamentally important for the interpretation of experimental data.