

Вклад осцилляций уровня Ферми в шубниковские и магнито-межподзонные осцилляции в одиночных квантовых ямах HgTe

Г. М. Миньков^{+*1)}, О. Э. Рут⁺, А. А. Шерстобитов⁺⁺, А. В. Германенко⁺, С. А. Дворецкий[×], Н. Н. Михайлов[×]

⁺Уральский федеральный университет им. Б. Н. Ельцина, 620002 Екатеринбург, Россия

^{*}Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620137 Екатеринбург, Россия

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

Поступила в редакцию 31 мая 2024 г.

После переработки 30 июля 2024 г.

Принята к публикации 30 июля 2024 г.

Экспериментально исследованы осцилляции Шубникова–де Гааза и магнито-межподзонные осцилляции магнитосопротивления структур с одиночными квантовыми ямами HgTe шириной 10–18 нм. Спектр зоны проводимости в этих структурах расщеплен спин-орбитальным взаимодействием. Это приводит к биениям осцилляций Шубникова–де Гааза и появлению низкочастотных магнито-межподзонных осцилляций. Необычным является взаимное положение пучностей осцилляций Шубникова–де Гааза и максимумов магнито-межподзонных осцилляций – в малых магнитных полях оно прямо противоположно предсказаниям теории. Измерения в больших магнитных полях, в которых относительная амплитуда осцилляций Шубникова–де Гааза становится больше 0.2–0.3, показывают смену взаимного положения пучностей осцилляций Шубникова–де Гааза и максимумов низкочастотных осцилляций. Численные расчеты и дополнительные измерения при различных температурах показывают, что наблюдаемые эффекты обусловлены осцилляциями уровня Ферми в магнитном поле.

DOI: 10.31857/S0370274X24090078, EDN: ASJELV

1. Введение. В системах с двумерным электронным газом магнитное поле, нормальное плоскости двумерного газа, вызывает орбитальное квантование энергетического спектра. Это приводит к появлению осцилляций плотности состояний $\nu(B)$ на уровне Ферми и, как следствие, к осцилляциям магнитосопротивления – осцилляциям Шубникова–де Гааза (Shubnikov–de Haas (SdH) oscillations). Эти осцилляции периодичны по обратному магнитному полю, частота осцилляций (f) определяется концентрацией электронов в системе (n): $f = \hbar n / e K$, где e – элементарный заряд, K – кратность вырождения уровней Ландау. Когда в энергетическом спектре существуют две ветви, концентрации электронов в ветвях n_1 и n_2 различны и это различие достаточно велико, в осцилляциях SdH появляются биения и возникают низкочастотные осцилляции с частотой, соответствующей разнице концентраций $n_3 = n_2 - n_1$. Такие осцилляции, известные как межподзонные магнитоосцилляции (MISO), возникают из-за переходов между ветвями энергетического спектра. Такие ветви возникают в структурах с несколькими подзонами размер-

ного квантования, в структурах с двойными квантовыми ямами, в широких одиночных квантовых ямах с носителями, локализованными у каждой из стенок ямы за счет кулоновского отталкивания [1–4].

Теоретические расчеты для структур с двумя ветвями спектра были сделаны во многих работах [см., например, работу [5] и ссылки в ней]. Они дают следующие выражения для SdH осцилляций

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \rho^{SdH}}{\rho_D} &= \frac{\Delta \rho_1^{SdH}}{\rho_D} + \frac{\Delta \rho_2^{SdH}}{\rho_D} \\ &\simeq \mathcal{F} \delta \left[\cos \left(\frac{2\pi f_1}{B} \right) + \cos \left(\frac{2\pi f_2}{B} \right) \right] \\ &= 2 \mathcal{F} \delta \cos \left[\frac{\pi(f_1 - f_2)}{B} \right] \cos \left[\frac{\pi(f_1 + f_2)}{B} \right], \quad (1) \end{aligned}$$

где $\rho_D = \sigma_D^{-1}$, $\delta = \exp[-\pi/(\omega_c \tau)]$, $\mathcal{F}(x) = x / \sinh(x)$ и $x = 2\pi^2 k_B T / (\hbar \omega_c)$, $\omega_c = eB/m$. А для MISO

$$\frac{\Delta \rho^{MISO}}{\rho_D} = \delta_1 \delta_2 \frac{1}{\tau_{12}} 2 \frac{n_1 \tau_1 + n_2 \tau_2}{n_1 + n_2} \cos \left[\frac{2\pi(f_1 - f_2)}{B} \right], \quad (2)$$

где $1/\tau_1$ and $1/\tau_2$ – скорость рассеяния, которая включает как переходы внутри ветвей 1 и 2, так и

¹⁾e-mail: grigori.minkov@urfu.ru

Таблица 1. Исследованные структуры и их параметры, полученные при напряжении на полевом электроде V_g , и использованные при моделировании

#	d , нм	V_g , В	n , 10^{11} см $^{-2}$	μ , см 2 /(В с)	Δ_{SOI} , мэВ
150224	10.0	4.0	8.8	3.6×10^5	11.6
190319	14.1	5.0	5.5	5.0×10^5	9.5
100623	18.0	3.8	4.5	6.5×10^5	9.9

между ними, $1/\tau_{12} = W_{12}$ – вероятность перехода между ветвями.

Эти формулы показывают, что магнитные поля, соответствующие пучностям осцилляций SdH должны совпадать с полями максимумов MISO. Амплитуда MISO должна монотонно возрастать с ростом магнитного поля и подавляться с ростом температуры значительно меньше, чем амплитуда осцилляций SdH. Именно такое поведение MISO и осцилляций SdH и наблюдается в структурах, упоминаемых выше [1–4].

Заметно по-другому ведет себя MISO в структурах, в которых две ветви спектра возникают за счет спин-орбитального взаимодействия (SOI), которое приводит к образованию двух односпиновых ветвей спектра $E^{(1)}(\mathbf{k})$ и $E^{(2)}(\mathbf{k})$, где $\mathbf{k}$ – квазиимпульс в плоскости ямы, и величина расщепления $\Delta_{\text{SOI}} = E^{(2)}(\mathbf{k}) - E^{(1)}(\mathbf{k})$. Это проявляется во взаимном положении максимумов MISO и пучностей осцилляций SdH [6, 7]. Оно прямо противоположно перечисленным выше случаям и связано с зависимостью вероятности переходов между уровнями Ландау разных ветвей.

В настоящей работе показано, что такое “аномальное” положение максимумов MISO по отношению к пучностям осцилляций SdH характерно лишь для малых магнитных полей, когда относительная амплитуда осцилляций SdH меньше 20–30 %. В больших магнитных полях наблюдается смена взаимного положения пучностей осцилляций SdH и максимумов низкочастотных осцилляций – максимумы низкочастотных осцилляций наблюдаются в тех же полях, что и пучности осцилляций SdH. Мы показываем, что причиной этого являются осцилляции уровня Ферми в магнитном поле, которые становятся существенными в больших магнитных полях.

2. Эксперимент. В настоящей работе исследованы структуры с одиночной квантовой ямой HgTe/Hg $_{1-x}$ Cd $_x$ Te ($x = 0.7$) шириной $d = 10.0, 14.1$ и 18.0 нм, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs [8]. Измерения проводились на холловских мостиках с шириной канала 0.5 мм и расстоянием между потенциальными контактами 0.5 мм, расположенными на расстоянии 0.75 мм от токовых контактов. При изготов-

лении полевых транзисторов в качестве подзатворного диэлектрика использовался париллен, а термически напыленный алюминий – в качестве полевого электрода. Измерения проводились на постоянном токе, в линейном режиме²⁾ в диапазоне температур 1.33 – 10.0 К. Результаты, полученные для всех исследованных структур, аналогичны. Параметры исследованных структур приведены в табл. 1. Мы рассмотрим более подробно результаты на примере структуры 190319.

3. Результаты. Зависимости продольного (ρ_{xx}) и поперечного (ρ_{xy}) магнитосопротивления от величины магнитного поля, перпендикулярного плоскости двумерного газа, для нескольких напряжений на полевом электроде (V_g) при $T = 1.33$ К для структуры 190319 ($d = 14.0$ нм) приведены на рис. 1а и б. Видно, что при $B < 0.4$ Тл ρ_{xy} линейно зависит от магнитного поля. Холловская концентрация определялась как $n_H = B/(e\rho_{xy}^{\text{le}})$, где ρ_{xy}^{le} линейная интерполяция $\rho_{xy}(B)$.

Фурье-анализ зависимостей осциллирующей части ρ_{xx} от магнитного поля $\delta\rho = (\rho_{xx} - \rho^{\text{mon}})/\rho^{\text{mon}}$ (ρ^{mon} – монотонная часть магнитосопротивления) был проведен для всех V_g . Рисунок 1с показывает, что при $V_g = 1.0$ В в спектре Фурье наблюдается одна компонента, а с ростом V_g она расщепляется на две и, кроме того, появляется низкочастотная компонента. Интерпретация приведенных результатов становится прозрачной из рис. 2а, на котором приведены зависимости холловской концентрации и концентрации, определенной из спектров Фурье, от напряжения на полевом электроде. При $V_g = 1.0$ В наблюдается лишь одна компонента в спектре Фурье. В этом случае, как видно из рис. 2а, предполагая двукратное вырождение уровней Ландау, концентрация электронов $n = eKf/h$ при $K = 2$ совпадает с холловской концентрацией. При больших V_g , когда наблюдается расщепление спектров Фурье, кратность вырождения уровней Ландау K равна 1 и концентрация, соответствующая каждой из компонент, равна $n_{1,2} = eKf_{1,2}/h$ при $K = 1$, так что полная

²⁾Для проверки отсутствия разогрева электронов (линейности режима) записывались зависимости с токами, отличающимися в 3 раза.

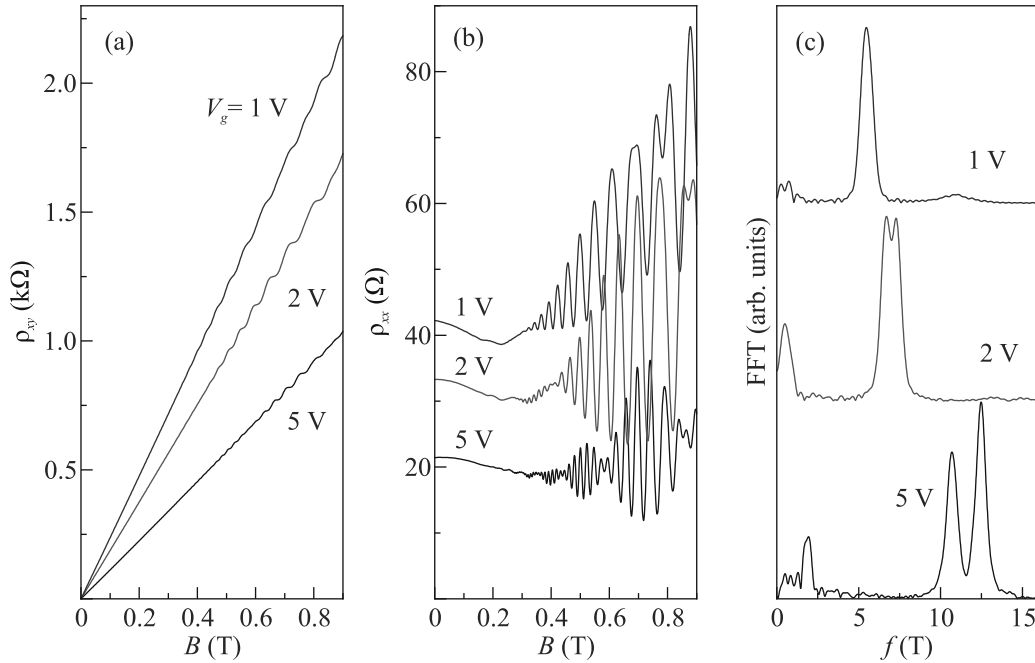


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости ρ_{xy} (a) и ρ_{xx} (b) от магнитного поля при нескольких напряжениях на полевом электроде. (c) – Фурье-спектры зависимостей $\delta\rho(B)$. $T = 1.33$ K. Структура 190319

концентрация равна $n_1 + n_2$. Рисунок 2a показывает, что в пределах ошибки холловская концентрация n_H совпадает с $n_1 + n_2$ во всем диапазоне V_g . Концентрация, соответствующая низкочастотной компоненте n_3 , совпадает с разницей $n_1 - n_2$. Монотонный рост подвижности электронов при увеличении концентрации электронов показывает, что в этом диапазоне n заселена лишь первая подзона размерного квантования. Начало заполнения второй подзоны сопровождается достаточно резким уменьшением эффективной подвижности $\mu = \rho_{xy}(B)/[B\rho_{xx}(0)]$ при $B = 0.3$ Тл [9, 10].

Таким образом, приведенные результаты показывают, что образование двух ветвей спектра в этой структуре происходит за счет спин-орбитального взаимодействия. Величина расщепления Δ_{SOI} растет с концентрации электронов при увеличении напряжения на затворе.

Биеения высокочастотных осцилляций (НФО) обусловлены суперпозицией осцилляций магнитосопротивления носителей от двух ветвей, образовавшихся за счет спин-орбитального взаимодействия, низкочастотные осцилляции (ЛФО) – переходами электронов между этими подзонами. Линейность зависимости $n_H(V_g)$, совпадение n_H с $n = n_1 + n_2$, где n_1 и n_2 определены из Фурье-спектров, а также близость величины edn/dV_g к величине емкости, измеренной между полевым электродом и двумерным газом, по-

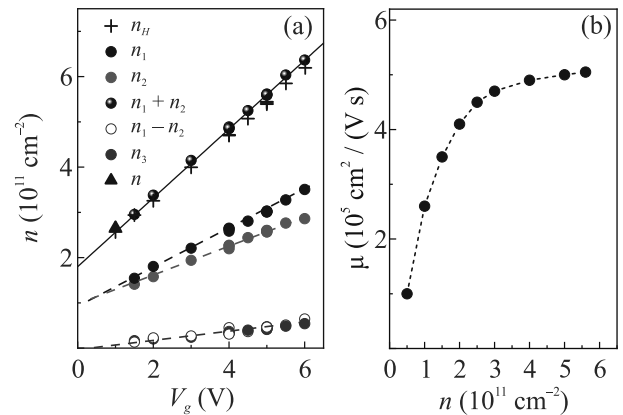


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Концентрация электронов, определенная из эффекта Холла (n_H) при $B = 0.3$ Тл и из анализа Фурье-спектров (n_i) в зависимости от напряжения на полевом электроде V_g . (b) – Зависимости подвижности электронов от их концентрации

казывает, что концентрация электронов n не зависит от магнитного поля.

Для более детального анализа была использована Фурье-фильтрация, которая позволяет разделить вклады высокочастотных и низкочастотных осцилляций. Для примера на рис. 3 приведен Фурье-спектр осцилляций $\delta\rho$ в структуре 190319 при $V_g = 5$ В, $n = 5.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ и форма фильтров для разде-

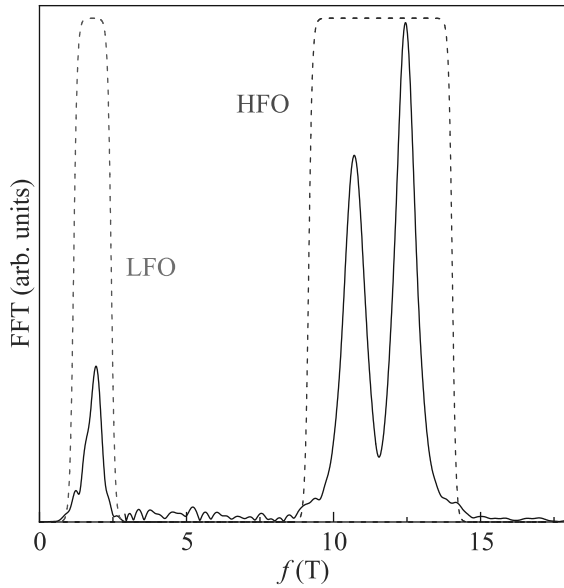


Рис. 3. (Цветной онлайн) Фурье-спектр осцилляций $\delta\rho(B)$ для структуры 190319 при $V_g = 5$ В, $n = 5.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и форма фильтров для разделения HFO и LFO. $T = 1.46$ К

ления HFO и LFO. Процедура разделения осцилляций подробно описана в работе [7]. После обратного Фурье-преобразования мы получаем разделенные вклады в $\delta\rho(B)$. Для трех исследованных структур они приведены на рис. 4.

Рисунок 4 показывает, что во всех структурах магнитные поля максимумов MISO совпадают с магнитными полями узлов осцилляций SdH. Аналогичные взаимные положения максимумов MISO и узлов осцилляций SdH наблюдается во всех исследованных нами структурах с d от 4.6 до 46 нм.

Это прямо противоположно теории (см. выражения (1) и (2)) и экспериментальным результатам в структурах с двойными квантовыми ямами и с одиночной широкой квантовой ямой [1–4].

Отметим, какие приближения были сделаны при получении выражений (1) и (2):

1. предполагалось что скорость переходов между ветвями $1/\tau_{12}$ не зависит ни от магнитного поля, ни от номеров уровней Ландау, между которыми происходят переходы;
2. пренебрегалось осцилляциями уровня Ферми с ростом магнитного поля, которые должны быть, если концентрация электронов является константой.

Рассмотрим последовательно, к каким изменениям $\delta\rho(B)$ могут привести сделанные приближения. Выполнимость первого приближения – $1/\tau_{12}$

при данной энергии Ферми является константой – представляется сомнительной. В нашем случае переходы происходят между односпинными уровнями Ландау, так что при переходе электрон должен изменить как “спин”, так и импульс (положение центра осциллятора), поэтому можно предположить, что τ_{12} имеет минимум при совпадении энергий начального и конечного состояния. Такая феноменологическая “toy model” была рассмотрена в [7]. В основе модели лежит предположение о том, что вероятность перехода между уровнями Ландау с номером i в одной зоне и j – в другой W_{ij} зависит от разности энергий этих уровней $\Delta_{ij} = |E_i^{(1)} - E_j^{(2)}|$, и она минимальна, когда эти энергии одинаковы:

$$W_{ij} = \frac{1}{\tau_{12}} \left(1 - h \frac{b^2}{\Delta_{ij}^2 + b^2} \right). \quad (3)$$

В этом случае выражение для $\Delta\rho^{\text{MISO}}$ будет иметь вид

$$\frac{\Delta\rho^{\text{MISO}}}{\rho_D} \sim B^2 \sum_i \left\{ L(E_i^{(1)}) \times \sum_j L(E_j^{(2)}) W_{ij} (E_i^{(1)} - E_j^{(2)}) \right\} \Big|_{LFC}, \quad (4)$$

где

$$L(E) = \frac{\gamma}{\pi(E - E_F)^2 + \gamma^2}, \quad (5)$$

γ – уширение уровней,

$$E_N^{(1),(2)} = \hbar\omega_c \left(N + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{\Delta_{SOI}}{2}, \quad (6)$$

$$\Delta_{SOI} = \alpha \sqrt{2eB(N + 1/2)/\hbar},$$

α – константа Рашбы, LFC в (4) означает, что $\Delta\rho^{\text{MISO}}/\rho_D$ определяется низкочастотной компонентой $f_1 - f_2$ выражения в правой части (4).

Рассчитанные в рамках этой модели зависимости $\Delta\rho^{\text{MISO}}(B)$ приведены на рис. 4 для трех образцов. Видно, что взаимное положение узлов и пучностей осцилляций SdH и максимумов и минимумов $\Delta\rho^{\text{MISO}}$, соответственно, и даже сами зависимости $\Delta\rho^{\text{MISO}}(B)$ хорошо согласуются с экспериментом в малых магнитных полях. Но однозначно определить параметры h и b не удастся. Можно лишь оценить диапазон, в котором они могут находиться: $h = (0.2-0.5)$, $b = (1.0-1.5)$ мэВ.

При увеличении B такое согласие нарушается, что хорошо видно на рис. 5, на котором приведены экспериментальные зависимости $\delta\rho(B)$ для той же структуры, что на рис. 4b, но в более широком диапазоне магнитных полей.

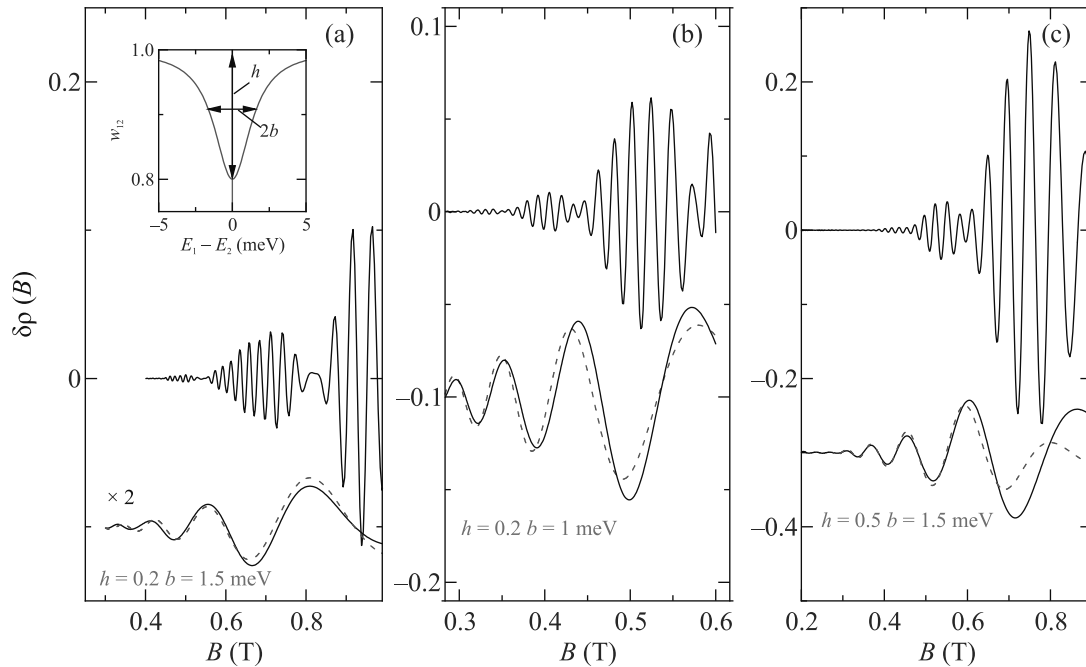


Рис. 4. (Цветной онлайн) Разделенные осцилляции $\delta\rho(B)$ для структур 150224 (a), 190319 (b) и 100623 (c). Верхние кривые – HFO. Нижние кривые – LFO, полученные фильтрацией (сплошные кривые), и кривые, рассчитанные в “toy model” с параметрами, указанными на графиках (штриховые кривые). На вставке панели (a) показана зависимость вероятности переходов между уровнями Ландау от разницы энергий уровней. $T = 4\text{ K}$

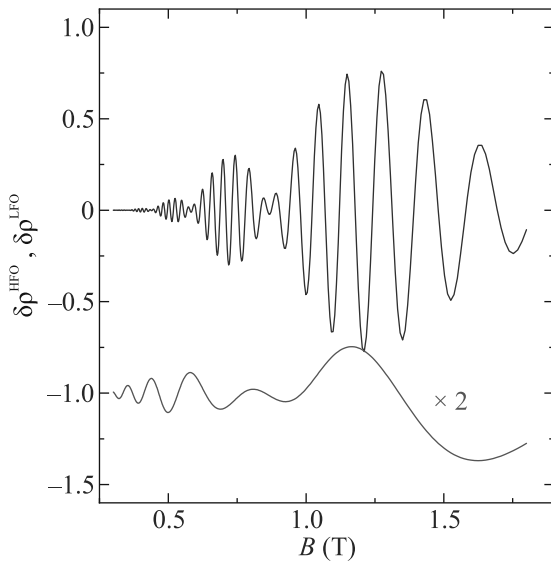


Рис. 5. (Цветной онлайн) Полевые зависимости высокочастотной и низкочастотной составляющих $\delta\rho(B)$ для структуры 190319. $T = 4\text{ K}$

Видно, что в полях до $B \simeq 0.7\text{ Тл}$ магнитные поля максимумов MISO совпадают с узлами осцилляций SdH, а минимумы – с пучностями, как было показано на рис. 4b. Но при увеличении магнитного поля такое соответствие нарушается – максимум MISO при 0.8 Тл оказывается между пучностью и узлом осцилляций SdH, а при $B = 1.2\text{ Тл}$ его поло-

жение совпадает с положением пучности. Отметим, что в этих полях амплитуда пучностей осцилляций SdH становится большой – больше $0.3\text{--}0.5$, так что это может привести к заметному вкладу осцилляций уровня Ферми.

3. Осцилляции уровня Ферми. В случае, когда концентрация носителей с ростом магнитного поля не меняется, должны возникнуть осцилляции уровня Ферми, которые могут дать вклад в зависимость магнитосопротивления от магнитного поля. Как правило, при исследованиях шубниковских осцилляций в различных системах [5], включая системы с расщепленным за счет SOI спектром [11], считается, что они пренебрежимо малы. Нам известна только одна работа, в которой проведен количественный анализ вклада осцилляций уровня Ферми в осцилляции SdH [12]. Анализ сделан для двумерного электронного газа в структурах с простым спектром GaAs/AlGaAs. Показано, что осцилляции уровня Ферми приводят лишь к малому изменению формы осцилляций плотности состояний.

Чтобы оценить количественно вклад осцилляций уровня Ферми в осцилляции $\delta\rho$ в нашем случае, когда электронный спектр расщеплен, мы смоделировали эту ситуацию.

Плотность состояний $\nu(E)$ осциллирует в магнитном поле, а концентрация носителей, равная сум-

ме плотности всех состояний под уровнем Ферми, остается постоянной, и это приводит к осцилляциям уровня Ферми. Зависимость $E_F(B)$ дается решением уравнения:

$$\int_0^{E_F(B)} \nu(E, B) dE = n, \quad (7)$$

где $\nu(E, B) = \nu_0 + \Delta\nu(E, B)$, $\Delta\nu(E, B) = -2\nu_0 \delta \cos[2\pi E/(\hbar\omega_c)]$, $\delta = \exp[-2\pi\Delta_L/(\hbar\omega_c)]$, Δ_L – уширение уровней Ландау. Если спектр имеет две ветви, возникшие в результате расщепления за счет SOI, плотность состояний равна сумме плотностей состояний в каждой ветви:

$$\nu(E, B) = \nu\left(E + \frac{\Delta_{\text{SOI}}}{2}, B\right) + \nu\left(E - \frac{\Delta_{\text{SOI}}}{2}, B\right). \quad (8)$$

Результаты расчета для $\Delta\nu(B)$ с параметрами, соответствующими структуре 190319, для которой $\delta\rho(B)$ и спектр Фурье приведены на рис. 3 и 4b, показаны на рис. 6. На вставке рис. 6 приведена зависи-

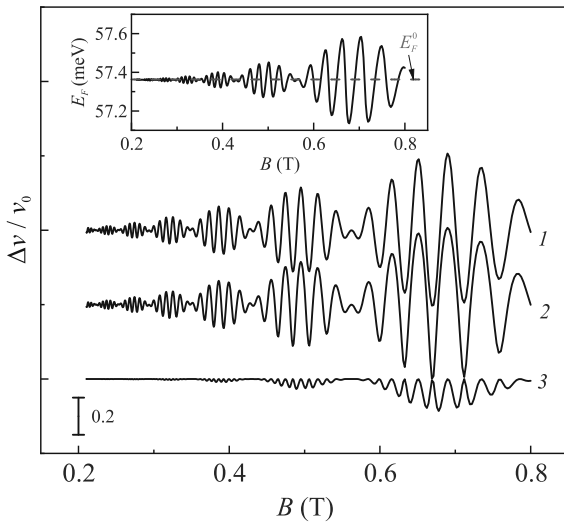


Рис. 6. (Цветной онлайн) Осцилляции плотности состояний при неизменном уровне Ферми – кривая 1 и с учетом показанных на вставке осцилляций уровня Ферми – кривая 2. Кривая 3 – разница между кривыми 2 и 1

мость $E_F(B)$, полученная для $n = 5.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\Delta_{\text{SOI}} = 9.5 \text{ мЭВ}$. Кривая 1 на рис. 6 – это зависимость $\Delta\nu(B)/\nu_0$, рассчитанная без учета осцилляций уровня Ферми $E_F(B) = E_F^0 = \text{const}$, а кривая 2 рассчитана с учетом осцилляций уровня Ферми. Разница невелика, но видно, что учет осцилляций уровня Ферми изменяет форму кривой $\Delta\nu(B)/\nu_0$, изменение показывает кривая 3.

Фурье-анализ кривой 2 на рис. 6 показывает, что осцилляции уровня Ферми приводят к появлению низкочастотной составляющей, имеющей, как и MISO, разностную частоту (рис. 7a).

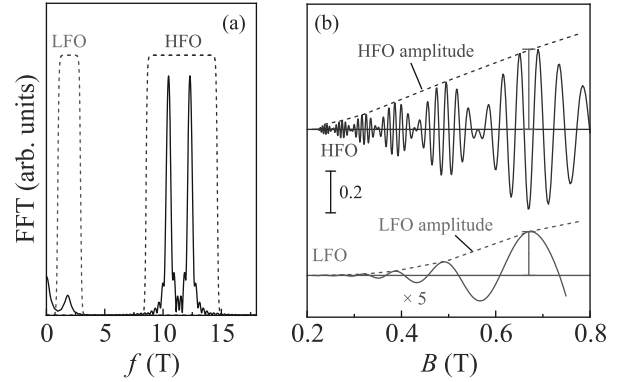


Рис. 7. (Цветной онлайн) (a) – Результат Фурье-анализа магнитопольевой зависимости плотности состояний, показанной кривой 2 на рис. 6. Штриховыми линиями показаны фильтры для разделения LFO и HFO. (b) – HFO и LFO, полученные в результате обратного Фурье-преобразования. Штриховые линии и бары показывают амплитуду осцилляций

Результат анализа Фурье и обратного Фурье-преобразования частей спектра Фурье, выделенных фильтрами, показанными на рис. 7a, приведены на рис. 7b. Видно, что, во-первых, амплитуда LFO существенно меньше амплитуды HFO (см. штриховые линии на рис. 7b)³⁾. Во-вторых, максимумы низкочастотной составляющей находятся в тех же полях, что и пучности в высокочастотной составляющей. Амплитуды максимумов LFO в зависимости от амплитуды HFO в пучности приведена на рис. 8. Эти зависимости были получены для разных концентраций и величин спин-орбитального расщепления.

Аналогичные расчеты были проведены и для случая гауссового размытия уровней: $\delta = \exp[-(\pi\Delta_G/(\hbar\omega_c))^2]$. Результаты расчетов для разных n , Δ_{SOI} и Δ_G также приведены на рис. 8. Как видно, и в этом случае величины амплитуды LFO в зависимости от амплитуды HFO ложатся на ту же кривую, что и в случае размытия Лоренца, которая может быть интерполирована функцией $y(x) = 0.5x^{2.5}$. Интерполяционная функция позволяет оценить, какова должна быть амплитуда осцилляций, обусловленных осцилляциями уровня Ферми, при известной амплитуде HFO.

³⁾ Амплитудой осцилляций мы будем считать величину, соответствующую расстоянию от проведенной огибающей до нулевой линии, как показано барами на рис. 7b.

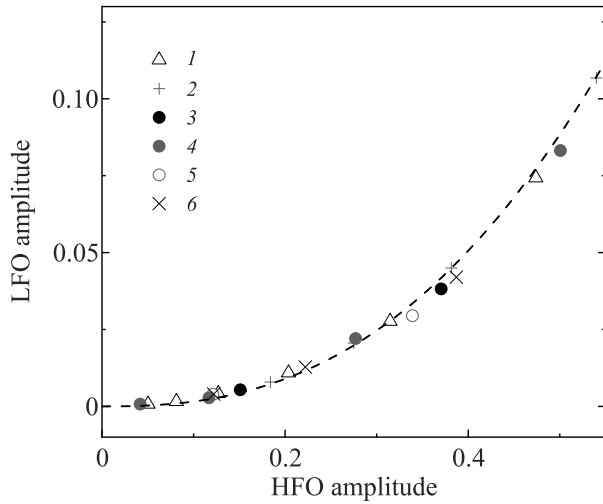


Рис. 8. (Цветной онлайн) Зависимость амплитуды LFO от амплитуды HFO рассчитанных осцилляционных зависимостей в полях, соответствующих пучностям HFO. Разные точки соответствуют различным наборам параметров в расчете: 1 – $n = 5.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $\Delta_{\text{SOI}} = 9.5 \text{ мэВ}$, $\Delta_L = 0.7 \text{ мэВ}$; 2 – $n = 8.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $\Delta_{\text{SOI}} = 11.0 \text{ мэВ}$, $\Delta_L = 0.7 \text{ мэВ}$; 3 – $n = 5.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $\Delta_{\text{SOI}} = 9.5 \text{ мэВ}$, $\Delta_L = 1.0 \text{ мэВ}$; 4 – $n = 8.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $\Delta_{\text{SOI}} = 11.0 \text{ мэВ}$, $\Delta_L = 1.0 \text{ мэВ}$; 5 – $n = 8.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $\Delta_{\text{SOI}} = 11.0 \text{ мэВ}$, $\Delta_L = 1.2 \text{ мэВ}$; 6 – $n = 4.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $\Delta_{\text{SOI}} = 9.5 \text{ мэВ}$, $\Delta_L = 0.85 \text{ мэВ}$. Штриховая линия – функция $y = 0.5x^{2.5}$

Сравним амплитуду осцилляций, связанных с осцилляциями уровня Ферми, и MISO для исследованной нами структуры при $V_g = 5 \text{ В}$.

Интерполяционная формула $y(x) = 0.5x^{2.5}$ позволяет построить полевую зависимость амплитуды LFO, обусловленных осцилляциями уровня Ферми. Это кривая 1 на рис. 9b. Видно, что при $B < 0.5 \text{ Тл}$ амплитуда этих осцилляций меньше 0.004, и они не заметны на фоне наблюдаемых в эксперименте в малых полях осцилляций MISO. При увеличении магнитного поля растет амплитуда HFO и резко возрастает амплитуда осцилляций, вызванных осцилляциями E_F . Когда их вклад в LFO делается больше MISO, это приводит к изменению фазы LFO.

Справедливость приведенной интерпретации можно проверить, проведя измерения при низкой и высокой температурах. Действительно, при повышении температуры уменьшается амплитуда HFO, при этом амплитуда LFO, обусловленных осцилляциями уровня Ферми, должна быстро уменьшаться с ростом температуры, в то время как MISO слабо подавляются с ростом T . Результаты таких измерений приведены на рис. 10. Видно, что при повышении температуры от 1.3 К до 9.8 К

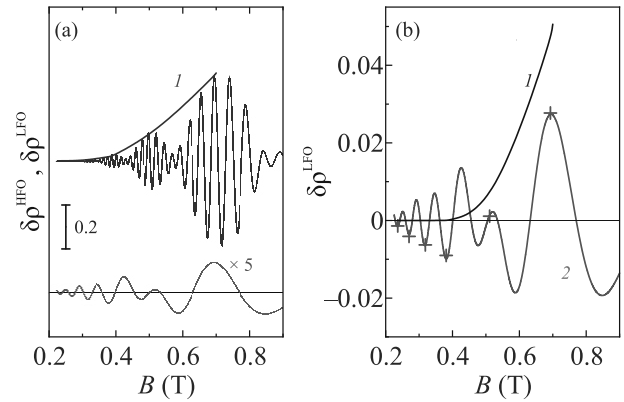


Рис. 9. (Цветной онлайн) (а) – Осцилляции $\delta\rho$, полученные в результате обратного преобразования Фурье с помощью фильтров, показанных на рис. 3. Кривая 1 – огибающая, проведенная по максимумам HFO в пучности. (b) – Кривая 1 – амплитуда осцилляций, связанных с осцилляциями уровня Ферми, кривая 2 – LFO. Крестики на кривой 2 поставлены в полях, соответствующих пучностям в HFO

амплитуда HFO уменьшается на порядок, при этом в низкочастотных осцилляциях во всем диапазоне магнитных полей пучностям в HFO соответствуют минимумы LFO и в этом случае LFO – это MISO.

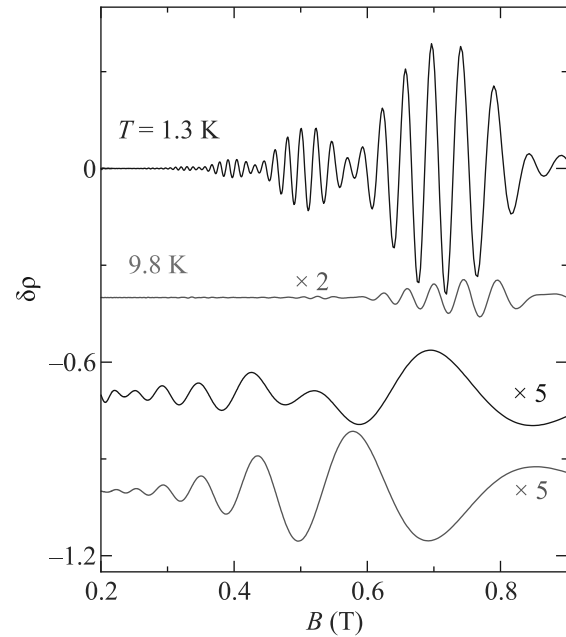


Рис. 10. (Цветной онлайн) Высоочастотные и низкочастотные компоненты $\delta\rho(B)$ для структуры 190319 при температурах 1.3 и 9.8 К

4. Заключение. Экспериментально исследованы магнито-межподзонные осцилляции в структурах с одиночной квантовой ямой HgTe шириной от 10

до 18 нм. В отличие от структур с двойной квантовой ямой и/или широкой квантовой ямой на основе нормальных (со слабым спин-орбитальным взаимодействием) полупроводников, в квантовых ямах HgTe две односпиновые электронные ветви энергетического спектра образуются за счет сильного спин-орбитального взаимодействия. Наличие двух ветвей энергетического спектра с различной концентрацией носителей приводит к биениям осцилляций Шубникова–де Гааза, которые аналогичны в квантовых ямах HgTe и других квантовых ямах с двумя ветвями энергетического спектра. Но поведение MISO отличается радикально. В обычных структурах с двумя ветвями энергетического спектра магнитные поля минимумов MISO соответствуют пучностям осцилляций SdH, как и предсказывают теоретические расчеты [5]. В квантовых ямах HgTe взаимное положение минимумов MISO относительно пучностей осцилляций SdH, как было обнаружено в [6, 7], прямо противоположно. Осцилляции SdH определяются положением уровней Ландау в окрестности энергии Ферми, а MISO, кроме этого, определяется еще и вероятностью переходов между уровнями Ландау различных ветвей спектра. Спектр зоны проводимости не имеет особенностей и, как показано экспериментально, квазиклассическое квантование магнитным полем хорошо описывает осцилляции SdH. При обсуждении вероятности переходов между уровнями Ландау в квантовых ямах HgTe необходимо учитывать, что уровни Ландау различных ветвей односпиновые, так что при переходах электрон должен изменить и “спин”, и номер уровня, поэтому вероятность таких переходов будет зависеть от разницы энергий этих уровней и иметь минимум при их совпадении. Такая феноменологическая модель, предложенная в работе [7], хорошо описывает взаимное положение минимумов MISO относительно пучностей осцилляций SdH в малых магнитных полях, когда амплитуда MISO много меньше амплитуды осцилляций SdH.

Неожиданными оказались результаты измерений в сильных магнитных полях, когда амплитуда в пучностях осцилляций SdH становится более 30 %. При этих условиях положение максимума $\delta\rho$ оказывается в тех же полях, что и пучности шубниковских осцилляций. Мы показали, что причиной этого являются осцилляции уровня Ферми в магнитном поле, которые нельзя игнорировать в сильном магнитном поле.

Моделирование осцилляций $\delta\rho(B)$ и сопоставление результатов моделирования с экспериментальными результатами при разных температурах подтверждают адекватность использованной модели.

Может возникнуть вопрос, почему суперпозиции MISO и осцилляций энергии Ферми в структурах с двумя ветвями в спектре не были обнаружены до сих пор. Ответ простой. В обычных структурах, в которых две ветви спектра образуются за счет структуры (а не за счет спин-орбитального взаимодействия, как в квантовых ямах HgTe) фазы MISO и осцилляций, обусловленных осцилляциями энергии Ферми, одинаковы. Поэтому осцилляции уровня Ферми, возникающие в сильных магнитных полях, изменяют лишь полевую зависимость низкочастотных осцилляций, что делает задачу о выделении этого вклада в полевую зависимость амплитуды $\delta\rho$ трудно решаемой.

Финансирование работы. Работа выполнена в рамках госзадания (проект FEUZ-2023-0017, тема “Электрон” # 122021000039-4).

Конфликт интересов. У авторов данной работы нет конфликта интересов.

1. В. М. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
2. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
3. N. C. Mamani, G. M. Gusev, O. E. Raichev, T. E. Lamas, and A. K. Bakarov, Phys. Rev. B **80**, 075308 (2009).
4. N. C. Mamani, G. M. Gusev, E. C. F. da Silva, O. E. Raichev, A. A. Quivy, and A. K. Bakarov, Phys. Rev. B **80**, 085304 (2009).
5. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, and M. A. Zudov, Rev. Mod. Phys. **84**, 1710 (2012).
6. Г. М. Миньков, О. Э. Рут, А. А. Шерстобитов, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **110**, 274 (2019).
7. 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, and A. V. Germanenko, Phys. Rev. B **101**, 245303 (2020).
8. N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretzki, Yu. G. Sidorov, V. A. Shvets, E. V. Spesivtsev, and S. V. Rykhliitski, Int. J. Nanotechnology **3**, 120 (2006).
9. D. A. Khudaiberdiev, M. L. Savchenko, D. A. Kozlov, N. N. Mikhailov, and Z. D. Kvon, Appl. Phys. Lett. **121**, 083101 (2022).
10. G. M. Minkov, V. Y. Aleshkin, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretzki, N. N. Mikhailov, and A. V. Germanenko, Phys. Rev. B **106**, 085301 (2022).
11. С. И. Дорожкин, ЖЭТФ **162**, 598 (2022).
12. Akira. Endo and Y. Iye, Phys. Soc. Jpn. **77**, 064713 (2008).