Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 7, с. 486 – 492

Подавление магнето-межподзонных осцилляций сопротивления крупномасштабными флуктуациями межподзонного энергетического расщепления

А. А. Быков[+ 1)], *Д. В. Номоконов*[+], *А. В. Горан*[+], *И. С. Стрыгин*[+], *А. К. Бакаров*[+], *С. Абеди*[* 2)], *С. А. Виткалов*[* 2)]

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

[*] *Physics Department, City College of the City University of New York, 10031 New York, USA*

Поступила в редакцию 2 сентября 2021 г.
После переработки 2 сентября 2021 г.
Принята к публикации 9 сентября 2021 г.

В одиночных квантовых ямах GaAs толщиной (d_{SQW}) от 22 до 46 нм с двумя заполненными подзонами размерного квантования E_1 и E_2 изучены низкотемпературные зависимости амплитуды магнето-межподзонных (ММП) осцилляций сопротивления (ΔR_{MISO}) от магнитного поля $B < 2$ Тл. Установлено, что в исследуемых квантовых ямах в зависимостях ΔR_{MISO} от $1/B$ появляется дополнительное затухание, что объясняется влиянием крупномасштабных флуктуаций межподзонного расщепления $\Delta_{12} = E_2 - E_1$ на амплитуду осцилляций ΔR_{MISO}. Обнаружено, что подавление осцилляций ΔR_{MISO} с ростом $1/B$ более эффективно в "узких" квантовых ямах. Этот экспериментальный факт позволяет предположить, что основной причиной флуктуаций Δ_{12} в изучаемых "узких" квантовых ямах являются крупномасштабные флуктуации толщины ям d_{SQW}. Получено выражение, учитывающее роль крупномасштабных флуктуаций Δ_{12} в затухании ΔR_{MISO}. Сопоставление теории и эксперимента позволило определить среднюю величину флуктуаций межподзонного расщепления в исследуемых квантовых ямах GaAs.

DOI: 10.31857/S1234567821190071

Современная молекулярно-лучевая эпитаксия позволяет выращивать селективно-легированные квантовые ямы GaAs с низкотемпературной подвижностью двумерного (2D) электронного газа $\mu \sim 4400\,\text{м}^2/\text{Вс}$ [1–4]. Однако, несмотря на достигнутые успехи в технологии выращивания и оптимизации дизайна высокоподвижных гетероструктур, они не являются идеальными 2D электронными системами. В частности, в таких структурах присутствуют крупномасштабные флуктуации концентрации 2D электронного газа δn, которые приводят к неоднородному уширению уровней Ландау и проявляются в нелинейности графиков Дингла – зависимостей логарифма амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ) от обратного магнитного поля [3]. Вид графиков Дингла определяется температурой T и механизмами уширения уровней Ландау, и они широко используются для изучения процессов рассеяния 2D электронного газа в полупроводниковых гетероструктурах [5–8].

Для случая однородного уширения уровней Ландау зависимость амплитуды осцилляций ШдГ (ΔR_{SdH}) от магнитного поля B следует из формулы Лифшица–Косевича и задается следующим соотношением [9, 10]:

$$\Delta R_{\mathrm{SdH}} = 4R_0 X(T) \exp(-\pi/\omega_c\tau_q), \qquad (1)$$

где R_0 – сопротивление в нулевом магнитном поле, $X(T) = (2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c)/\sinh(2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c)$ – фактор температурного подавления, $\omega_c = eB/m^*$ – циклотронная частота, m^* – эффективная электронная масса, а τ_q – квантовое время жизни электронов. Зависимость $\ln[\Delta R_{\mathrm{SdH}}/R_0 X(T)]$ от $1/B$ (график Дингла) для однородного уширения уровней Ландау будет линейной, а ее наклон будет определяться величиной τ_q.

Влияние неоднородного уширения, обусловленного флуктуациями δn, на осцилляции ШдГ в 2D электронном газе, было изучено в работе [11]. Флуктуации δn приводят к тому, что периоды осцилляций ШдГ в разных областях образца будут отличатся. В результате амплитуда осцилляций ШдГ, усредненная по площади образца, будет падать с ростом $1/B$

1) e-mail: bykov@isp.nsc.ru
2) S. Abedi, S. A. Vitkalov.

быстрее, в сравнении с однородным образцом. В этом случае в левой части формулы (1) появляется дополнительный сомножитель – фактор неоднородного затухания, а величина ΔR_{SdH} определяется формулой [11]:

$$\Delta R_{\text{SdH}} = 4R_0 X(T) \exp(-\pi/\omega_c \tau_q) \exp[-(\pi\delta\varepsilon_F/\hbar\omega_c)^2], \tag{2}$$

где $\delta\varepsilon_F = (\pi\hbar^2/m^*)\delta n$ – характерная (средняя) величина флуктуации энергии Ферми, соответствующая величине δn. Видно, что график Дингла, кроме линейного по $1/B$ члена, приобретает добавку, пропорциональную $1/B^2$. Эта добавка учитывает неоднородное уширение уровней Ландау, вызванное флуктуациями концентрации δn.

В многоподзонных электронных системах в зависимостях сопротивления $R_{xx}(B)$ наряду с осцилляциями ШдГ возникают еще и магнето-межподзонные (ММП) осцилляции [12–15]. Они возникают вследствие межподзонного рассеяния электронов, которое становится резонансным в условиях, когда уровни Ландау, принадлежащие различным подзонам, смыкаются. В двухподзонной электронной системе положение максимумов ММП осцилляций в магнитном поле определяется равенством

$$E_2 - E_1 = k\hbar\omega_c, \tag{3}$$

где E_1 – положение дна первой подзоны, E_2 – положение дна второй подзоны, k – целое положительное число. ММП осцилляции, как и осцилляции ШдГ, периодичны по $1/B$, а их период задается отношением $\Delta_{12}/\hbar\omega_c$, где $\Delta_{12} = (E_2 - E_1)$ – величина межподзонного расщепления.

Амплитуда ММП осцилляций сопротивления для носителей заряда в квантовой яме с двумя заполненными энергетическими подзонами выражается равенством [16–18]:

$$\Delta R_{\text{MISO}} = R_0 A_{\text{MISO}} \exp(-2\pi/\omega_c \tau_q^{\text{MISO}}), \tag{4}$$

где $A_{\text{MISO}} = 2\tau_{tr}/\tau_{12}^*$, τ_{tr} – транспортное время рассеяния, τ_{12}^* – эффективное время межподзонного рассеяния, $\tau_q^{\text{MISO}} = 2\tau_{q1}\tau_{q2}/(\tau_{q1}+\tau_{q2})$, а τ_{q1} и τ_{q2} – квантовые времена жизни электронов в подзонах. Из формулы (4) следует, что зависимость $\ln(\Delta R_{\text{MISO}}/R_0)$ от $1/B$ является линейной, а ее наклон определяется величиной τ_q^{MISO}, т.е. формула (4) предсказывает линейное поведение графиков Дингла для ММП осцилляций.

Графики Дингла для осцилляций ШдГ в гетеропереходе GaAs/AlGaAs с двумя заполненными подзонами E_1 и E_2 исследовались в работе [14]. Было показано, что они описываются линейными зависимостями, а величины τ_{q1} и τ_{q2}, вычисленные из их наклона, существенно отличаются. Графики Дингла для ММП осцилляций исследовались лишь в квантовых ямах GaAs с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs [19–22]. Было установлено, что в таких гетероструктурах зависимости $\ln(\Delta R_{\text{MISO}}/R_0)$ от $1/B$ при $T < 10$ К являются нелинейными. Причины обнаруженной нелинейности остаются до сих пор дискуссионными. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального изучения зависимостей $\Delta R_{\text{MISO}}(1/B)$ в квантовых ямах GaAs с величиной Δ_{12}, изменяющейся от 22.7 до 1.44 мэВ. Полученные данные анализируются в рамках модели, учитывающей роль крупномасштабных флуктуаций Δ_{12} в подавлении ММП осцилляций.

В настоящей работе изучались симметрично легированные GaAs квантовые ямы шириной 22, 26, 30, 36 и 46 нм. В качестве боковых барьеров к квантовым ямам использовались короткопериодные сверхрешетки AlAs/GaAs [23, 24]. Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложках. Образцы для магнетотранспортных измерений представляли собой мостики Холла длиной $L = 450$ мкм и шириной $W = 50$ мкм, снабженные полевыми затворами Шоттки. Исследования проводились при температуре $T = 4.2$ К в магнитных полях $B < 2$ Тл. Сопротивления R_{xx} и R_{xy} измерялись в линейном режиме на переменном электрическом токе, частота которого составляла 888 Гц, а его амплитуда не превышала 1 мкА. Общая концентрация электронов в квантовых ямах n_T вычислялась из сопротивления R_{xy} в магнитном поле $B = 0.5$ Тл. Подвижность μ вычислялась из n_T и величин R_0. Параметры исследуемых образцов приведены в табл. 1.

На рисунке 1 представлена типичная зависимость $R_{xx}(B)/R_0$ для "узкой" квантовой ямы ($d_{\text{SQW}} = 22$ нм) – "однослойной" двухподзонной электронной системы. Величина Δ_{12} в этом случае определяется в основном толщиной квантовой ямы. В "узкой" квантовой яме в полях $B < 0.1$ Тл проявляется классическое положительное магнетосопротивление [20], затем следуют ММП осцилляции, которые в полях $B > 0.5$ Тл сосуществуют с осцилляциями ШдГ. Незначительная модуляция амплитуды ММП осцилляций в диапазоне от 0.1 до 0.5 Тл связана с интерференцией магнетофононных и ММП осцилляций [25, 26]. Фурье анализ таких зависимостей дает три частоты, соответствующие периодам осцилляций ШдГ в первой и второй подзонах, а также периоду ММП осцилляций.

Таблица 1. Параметры образцов: d_{SQW} – толщина квантовой ямы; n_T – общая электронная концентрация; μ – электронная подвижность; Δ_{12} – межподзонное энергетическое расщепление; $\delta\Delta_{12}$ – средняя величина флуктуаций межподзонного энергетического расщепления; δd_{SQW} – средняя величина флуктуаций толщины квантовой ямы

Номер образца	d_{SQW} (нм)	n_T (10^{15} м$^{-2}$)	μ (м^2/В с)	Δ_{12} (мэВ)	$\delta\Delta_{12}$ (мэВ)	δd_{SQW} (нм)
1	22	10	121	21.7	0.103	0.055
2	26	8.1	119	15.1	0.066	0.045
3	30	6.8	233	9.95	0.058	0.053
4	36	8.4	162	4.76	0.042	0.066
5	46	8.4	158	1.45	0.036	0.51

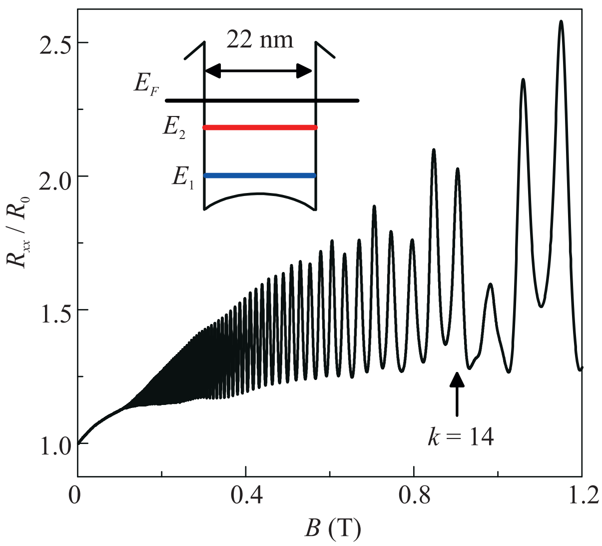

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость $R_{xx}(B)/R_0$ при $T = 4.2$ K для "узкой" квантовой ямы ($d_{\mathrm{SQW}} = 22$ нм). Стрелкой указано положение максимума для $k = 14$. На вставке приведено схематическое изображение "узкой" квантовой ямы

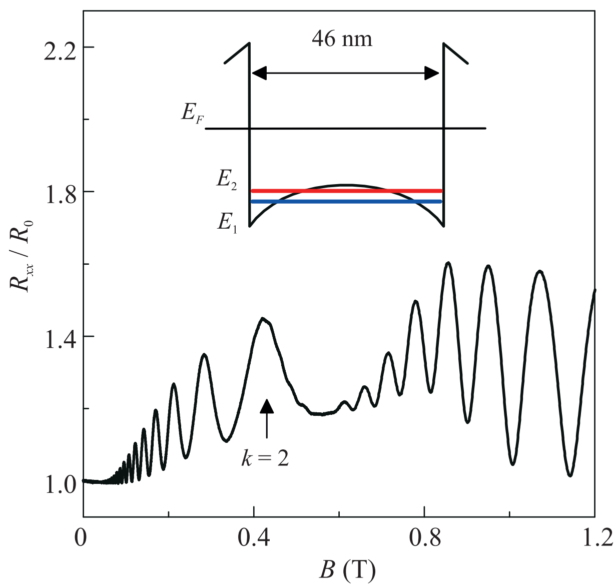

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость $R_{xx}(B)/R_0$ при $T = 4.2$ K для "широкой" квантовой ямы ($d_{\mathrm{SQW}} = 46$ нм). Стрелкой указано положение максимума для $k = 2$. На вставке приведено схематическое изображение "широкой" квантовой ямы

Концентрации электронов в подзонах в "узких" квантовых ямах сильно отличаются, поэтому квантовые времена τ_{q1} и τ_{q2} в общем случае не равны. В соответствии с формулой (4), наклон графика Дингла в этом случае будет определяться величиной $\tau_q^{\mathrm{MISO}} = 2\tau_{q1}\tau_{q2}/(\tau_{q1} + \tau_{q2})$, а значение $\Delta R_{\mathrm{MISO}}/R_0$ при $1/B = 0$ будет равняться A_{MISO}.

На рисунке 2 представлена типичная зависимость $R_{xx}(B)/R_0$ при $T = 4.2$ K для "широкой" квантовой ямы ($d_{\mathrm{SQW}} = 46$ нм) – "двухслойной" двухподзонной электронной системы. Величина межподзонного расщепления в этом случае определяется в основном туннельной связью между электронными слоями, разделенными плавным барьером, возникающим вследствие электростатического расталкивания электронов к гетерограницам квантовой ямы [27]. В "широких" квантовых ямах, в отличие от "узких" не проявляется классическое положительное магнетосопротивление. Это связано с тем, что концентрации и подвижности электронов в подзонах приблизительно равны. В такой системе квантовые времена в подзонах можно считать близкими, $\tau_{q1} \approx \tau_{q2}$. Наклон графика Дингла для ММП осцилляций в этом случае будет определяться величиной $\tau_q^{\mathrm{MISO}} = \tau_q$, а значение $\Delta R_{\mathrm{MISO}}/R_0$ при $1/B = 0$ будет равняться $A_{\mathrm{MISO}} = 1$ [18].

Рисунок 3a демонстрирует поведение осциллирующих компонент экспериментальных зависимостей $R_{xx}(1/B)/R_0$ для "широкой" и "узкой" квантовых ям в области $1/B > 4$ Тл$^{-1}$. В этой области присутствуют лишь ММП осцилляции. Видно, что ММП осцилляции с ростом $1/B$ затухают раньше в "узкой" квантовой яме. В соответствии с формулой (4) это означает, что τ_q^{MISO} в "широкой" квантовой яме должно быть больше, чем в "узкой". Рисунок 3b показывает результаты Фурье анализа зависимостей

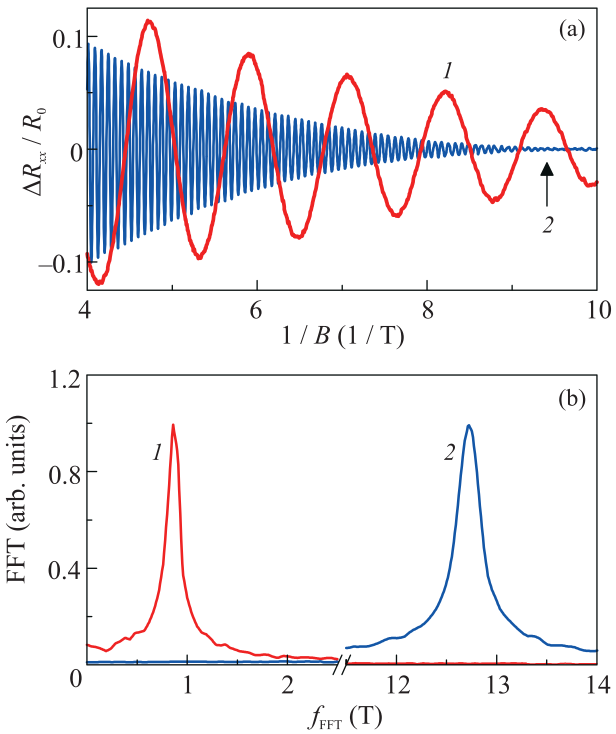

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости $\Delta R_{xx}(1/B)/R_0$ при $T = 4.2$ K для квантовых ям шириной 46 нм (кривая *1*) и 22 нм (кривая *2*). (b) – Фурье спектры зависимостей $\Delta R_{xx}(1/B)/R_0$ для квантовых ям шириной 46 нм (кривая *1*) и 22 нм (кривая *2*)

$\Delta R_{xx}(1/B)/R_0$ в области $1/B > 4\,\text{Тл}^{-1}$. В этой области наблюдается лишь пик для ММП осцилляций, частоты которых определяются величиной Δ_{12}. Видно, что ширина пика для "узкой" квантовой ямы больше, чем для "широкой". Это согласуется с предположением, что в "узкой" квантовой яме τ_q^{MISO} меньше, чем в "широкой". На рисунке 4 представлены зависимости $\Delta R_{\mathrm{MISO}}(1/B)/R_0$ для "широкой" (a) и "узкой" (b) квантовых ям. Экспериментальные зависимости не являются линейными, что не согласуется с формулой (4). Это означает, что различное поведение зависимостей $\Delta R_{xx}(1/B)/R_0$ для "узкой" и "широкой" квантовых ям нельзя объяснить только различием величин τ_q^{MISO} в "узкой" и "широкой" ямах.

В соответствии с формулой (3), период ММП осцилляций определяется величиной Δ_{12}. В том случае, если в системе имеются крупномасштабные флуктуации Δ_{12}, то вследствие усреднения по площади образца они должны приводить к дополнительному подавлению амплитуды ММП осцилляций. Следуя подходу работы [11], будем считать, что крупномасштабные флуктуации Δ_{12} распределены

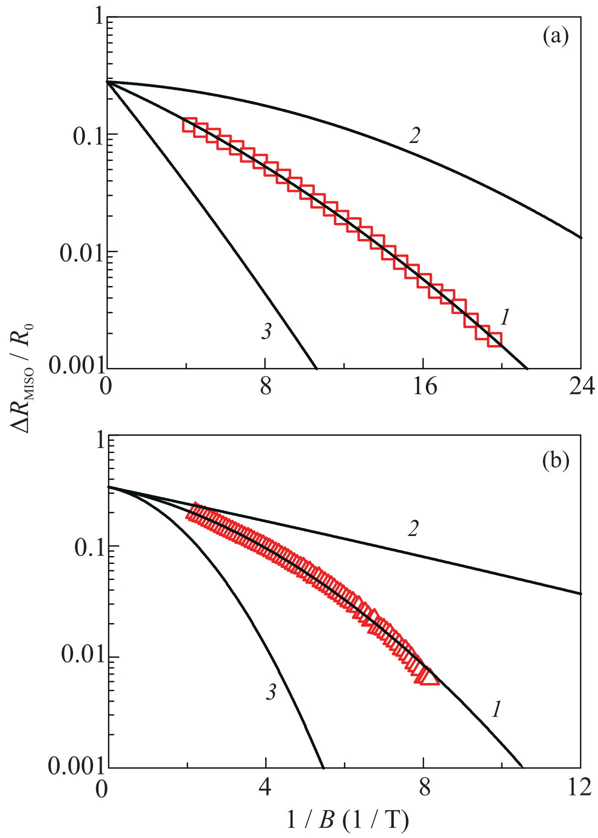

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости $\Delta R_{\mathrm{MISO}}/R_0$ от $1/B$. (a) – Квадраты – экспериментальная зависимость при $T = 4.2$ K для квантовой ямы шириной $d_{\mathrm{SQW}} = 46$ нм. Сплошные линии – зависимости, рассчитанные по формуле (5) для $A_{\mathrm{MISO}} = 0.28$, $\hbar/\delta\Delta_{12} = 18.5$ пс и различных величин τ_q^{MISO}: *1* – 14 пс; *2* – 100 пс; *3* – 5 пс. (b) – Треугольники – экспериментальная зависимость при $T = 4.2$ K для квантовой ямы шириной $d_{\mathrm{SQW}} = 22$ нм. Сплошные линии – зависимости, рассчитанные по формуле (5) для $A_{\mathrm{MISO}} = 0.34$, $\tau_q^{\mathrm{MISO}} = 14$ пс и различных величин $\hbar/\delta\Delta_{12}$: *1* – 6.4 пс; *2* – 40 пс; *3* – 3 пс

по закону Гаусса. В этом случае в левой части формулы (4) появляется еще один множитель – фактор неоднородного затухания, а амплитуда ММП осцилляций выражается формулой:

$$\Delta R_{\mathrm{MISO}} = R_0 A_{\mathrm{MISO}} \exp(-2\pi/\omega_c \tau_q^{\mathrm{MISO}}) \times \\ \times \exp[-(\pi\delta\Delta_{12}/\hbar\omega_c)^2], \quad (5)$$

где $\delta\Delta_{12}$ – средняя величина флуктуации Δ_{12}. Формула (5) показывает, что графики Дингла для ММП осцилляций с учетом неоднородного уширения будут нелинейными.

Рисунок 4a показывает, что теоретическая зависимость $\Delta R_{\mathrm{MISO}}(1/B)/R_0$, обозначенная цифрой *1* и рассчитанная по формуле (5), хорошо согласуется с экспериментальными данными для “широкой” квантовой ямы ($d_{\mathrm{SQW}} = 46$ нм). Теоретические зависимости, обозначенные на этом рисунке цифрами *2* и *3*, демонстрируют роль величины τ_q^{MISO} в подавлении амплитуды ММП осцилляций. В том случае, если τ_q^{MISO}, учитывающее однородное (столкновительное) уширение уровней Ландау, существенно превышает величину $\hbar/\delta\Delta_{12}$, то подавление ΔR_{MISO} с ростом $1/B$ в значительной степени определяется крупномасштабными флуктуациями Δ_{12}. В ситуации, когда $\tau_q^{\mathrm{MISO}} \ll \hbar/\delta\Delta_{12}$, ролью крупномасштабных флуктуаций $\delta\Delta_{12}$ в подавлении амплитуды ММП осцилляций можно пренебречь.

Рисунок 4b показывает, что для “узкой” квантовой ямы ($d_{\mathrm{SQW}} = 22$ нм) экспериментальные данные согласуются с теоретической зависимостью (кривая *1*) не во всем исследуемом диапазоне обратных магнитных полей. В диапазоне $1/B > 7\,\text{Тл}^{-1}$ наблюдается незначительное отклонение экспериментальных значений ΔR_{MISO} от рассчитанных по формуле (5). У нас к настоящему времени нет объяснения этому экспериментальному факту. Теоретические зависимости, обозначенные на этом рисунке цифрами *2* и *3*, демонстрируют влияние величины крупномасштабных флуктуаций $\delta\Delta_{12}$ на поведение графиков Дингла для ММП осцилляций при фиксированном значении τ_q^{MISO}.

Рисунок 5а демонстрирует влияние затворного напряжения V_g на поведение зависимостей $R_{xx}(B)/R_0$. Подача отрицательного V_g приводит к возрастанию классического положительного магнетосопротивления, подавлению амплитуды и увеличению частоты ММП осцилляций. Такое влияние V_g на поведение $R_{xx}(B)/R_0$ вполне ожидаемо. Отрицательное V_g в первую очередь выдавливает X-электроны, локализованные в слоях AlAs, прилегающих к Si-δ-легированному слою, расположенному между затвором Шоттки и квантовой ямой [8]. Уменьшение концентрации компактных диполей, образованных положительно заряженными донорами в Si-δ-легированном слое и X-электронами в слоях AlAs, увеличивает рассеяние электронов на случайном потенциале легирующей примеси, что и приводит к подавлению ММП осцилляций. Увеличение частоты ММП осцилляций под действием V_g указывает на возрастание Δ_{12}, обусловленное “перекосом” ямы. Кроме того, отрицательное V_g приводит к увеличению разности подвижностей в подзонах, что и является причиной возрастания классического положительного магнетосопротивления.

Рисунок 5b показывает влияние V_g на зависимости $\Delta R_{\mathrm{MISO}}/R_0$ от $1/B$. Экспериментальные гра-

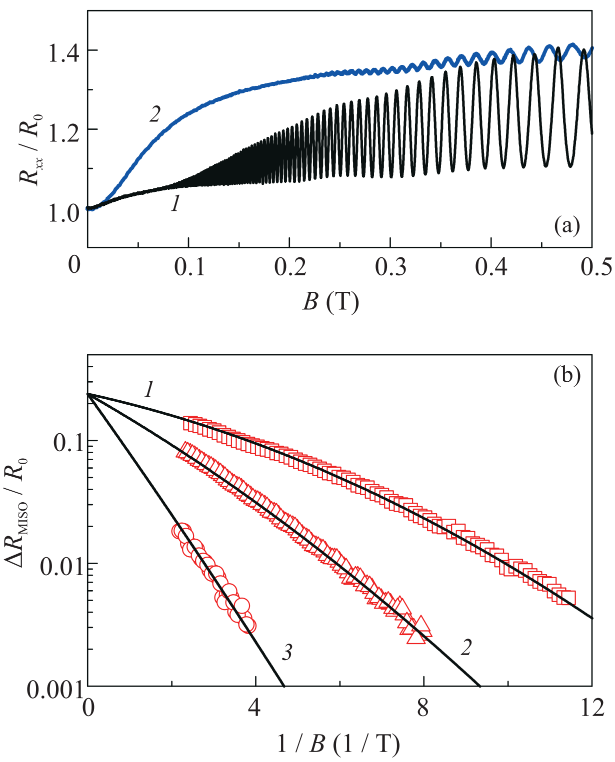

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Экспериментальные зависимости $R_{xx}(B)/R_0$ для квантовой ямы шириной $d_{\mathrm{SQW}} = 26$ нм при $T = 4.2$ К и различных затворных напряжениях: *1* – $V_g = 0$; *2* – $V_g = -1.2$ В. (b) – Квадраты ($V_g = 0$), треугольники ($V_g = -0.94$ В) и окружности ($V_g = -1.2$ В) – экспериментальные зависимости $\Delta R_{\mathrm{MISO}}/R_0$ от $1/B$ для квантовой ямы шириной $d_{\mathrm{SQW}} = 26$ нм при $T = 4.2$ К. Сплошные линии – зависимости, рассчитанные по формуле (5) для $A_{\mathrm{MISO}} = 0.24$, $\hbar/\delta\Delta_{12} = 10$ пс и различных величин τ_q^{MISO}: *1* – 14 пс; *2* – 5.4 пс; *3* – 2.2 пс

фики Дингла для квантовой ямы шириной 26 нм для различных V_g полностью согласуются с теоретическими зависимостями $\Delta R_{\mathrm{MISO}}/R_0$ от $1/B$, рассчитанными по формуле (5). Наблюдаемое согласие говорит о том, что V_g в исследуемой квантовой яме изменяет лишь величину τ_q^{MISO}, но не влияет на среднюю величину крупномасштабных флуктуаций межподзонного энергетического расщепления ($\delta\Delta_{12}$). Величины $\delta\Delta_{12}$, полученные из сопоставления экспериментальных и расчетных зависимостей $\Delta R_{\mathrm{MISO}}(1/B)/R_0$, приведены в табл. 1. Эти данные показывают, что величина $\delta\Delta_{12}$ растет с уменьшением d_{SQW}. Такое поведение позволяет предположить, что одной из основных причин крупномасштабных флуктуаций Δ_{12} являются крупномасштабные флуктуации d_{SQW}.

Логично считать, что средняя величина флуктуаций толщины (δd_{SQW}) исследуемых квантовых ям GaAs, имеющих одинаковый дизайн боковых барьеров и выращенных в одинаковых технологических режимах, будет одной и той же для различных d_{SQW}. В таком случае при уменьшении d_{SQW} отношение $\delta d_{SQW}/d_{SQW}$ будет увеличиваться. Таким образом, крупномасштабные флуктуации d_{SQW}, имеющие одинаковую среднюю величину, будут приводить к более высоким значениям $\delta\Delta_{12}$ в ямах, имеющих меньшую толщину. Такую зависимость $\delta\Delta_{12}$ от d_{SQW} мы и наблюдаем. Отсутствие влияния V_g на величину $\delta\Delta_{12}$, несмотря на увеличение Δ_{12} с ростом $|V_g|$, согласуется с тем, что крупномасштабные флуктуации d_{SQW} в "узких" квантовых ямах являются доминирующей причиной неоднородного уширения уровней Ландау. Отметим, что крупномасштабные флуктуации различных параметров полупроводниковых слоев в селективно-легированных гетероструктурах, в том числе и d_{SQW}, приводят к коррелированному изменению энергетических положений E_1 и E_2 в квантовой яме. Это означает, что $\delta\Delta_{12} = |\delta E_2 - \delta E_1|$ в принципе может иметь нулевое значение.

Такая ситуация возможна в "широких" квантовых ямах, так как Δ_{12} в них в основном определяется туннельной связью между электронными слоями, а не величиной d_{SQW}. В этом случае флуктуации d_{SQW} не должны приводить к значительным флуктуациям $\delta\Delta_{12}$. Однако эксперимент показывает, что крупномасштабные флуктуации Δ_{12} присутствуют и в "широкой" квантовой яме, хотя их величина значительно меньше, чем в "узкой".

В "узких" ямах с высокими барьерами флуктуация Δ_{12}, обусловленная флуктуациями d_{SQW}, оценивается как $\delta\Delta_{12} \sim 2\Delta_{12}\delta d_{SQW}/d_{SQW}$. Из этого следует, что в "узких" квантовых ямах крупномасштабные флуктуации d_{SQW} приводят к флуктуациям Δ_{12}, что в соответствии с формулой (5) является причиной нелинейного поведения графиков Дингла для ММП осцилляций.

Величины δd_{SQW}, вычисленные из значений $\delta\Delta_{12}$, приведены в табл. 1. Из таблицы следует, что $\delta d_{SQW} = 0.51$ нм для "широкой" квантовой ямы не согласуется с величинами δd_{SQW} для более узких ям. Это означает, что в "узких" и "широких" квантовых ямах физические причины крупномасштабных флуктуаций Δ_{12} различны. С нашей точки зрения, так и должно быть, ибо само расщепление Δ_{12} в этих ямах обусловлено различными физическими механизмами.

Одной из причин крупномасштабных флуктуаций Δ_{12} в исследуемой "широкой" квантовой яме могут быть крупномасштабные "озера" X-электронов, которые могут возникать в слоях AlAs, прилегающих к Si-δ-легированным слоям. Так как пространственное расположение этих "озер" в левом и правом барьерах к квантовой яме GaAs является случайным, то величина $\delta\Delta_{12} = |\delta E_2 - \delta E_1|$ в этом случае будет ненулевой, несмотря на симметричное расположение δ-легирующих слоев. Случайное расположение крупных "озер" в левом и правом барьерах будет приводить к крупномасштабным флуктуациям "перекоса" "широкой" квантовой ямы и соответственно к крупномасштабным флуктуациям Δ_{12}.

Таким образом, в настоящей работе исследовано влияние неоднородного уширения уровней Ландау на амплитуду магнето-межподзонных осцилляций в квантовых ямах с двумя заполненными энергетическими подзонами. Показано, что причиной нелинейности графиков Дингла для ММП осцилляций являются крупномасштабные флуктуации межподзонного расщепления. Получено аналитическое выражение для учета крупномасштабных флуктуаций межподзонного расщепления в зависимостях амплитуды ММП осцилляций от обратного магнитного поля. Сопоставление теории и эксперимента позволило определить среднюю величину флуктуаций межподзонного расщепления $\delta\Delta_{12}$ в исследуемых квантовых ямах GaAs с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs.

Авторы благодарят Виталия Ткаченко и Григория Минькова за плодотворные обсуждения полученных результатов.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 20-02-00309, и Национального научного фонда США (Отдел материаловедения, грант # 1702594).

1. V. Umansky, M. Heiblum, Y. Levinson, J. Smet, J. Nubler, and M. Dolev, J. Cryst. Growth **311**, 1658 (2009).
2. M. J. Manfra, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **5**, 347 (2014).
3. Q. Qian, J. Nakamura, S. Fallahi, G. C. Gardner, J. D. Watson, S. Luscher, J. A. Folk, G. A. Csathy, and M. J. Manfra, Phys. Rev. B **96**, 035309 (2017).
4. Y. J. Chung, K. A. Villegas Rosales, K. W. Baldwin, P. T. Madathil, K. W. West, M. Shayegan, and L. N. Pfeiffer, Nat. Mater. **20**, 632 (2021).
5. J. P. Harrang, R. J. Higgins, R. K. Goodall, P. R. Jay, M. Laviron, and P. Delescluse, Phys. Rev. B **32**, 8126 (1985).
6. P. T. Coleridge, Phys. Rev. B **44**, 3793 (1991).

7. S. D. Bystrov, A. M. Kreshchuk, S. V. Novikov, T. A. Polyanskaya, and I. G. Savel'ev, Fiz. Tekh. Poluprov. **27**, 645 (1993) [Semiconductors **27**, 358 (1993)].
8. A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, D. V. Nomokonov, and A. K. Bakarov, JETP Lett. **112**, 437 (2020).
9. I. M. Lifshits and A. M. Kosevich, ZhETF **29**, 730 (1955) [Sov. Phys. JETP **2**, 636 (1956)].
10. P. T. Coleridge, R. Stoner, and R. Fletcher, Phys. Rev. B **39**, 1120 (1989).
11. S. D. Bystrov, A. M. Kreshchuk, L. Taun, S. V. Novikov, T. A. Polyanskaya, I. G. Savel'ev, and A. Ya. Shik, Fiz. Tekh. Poluprov. **28**, 91 (1994) [Semiconductors **28**, 55 (1994)].
12. L. I. Magarill and A. A. Romanov, Fiz. Tverd. Tela **13**, 993 (1971) [Sov. Phys.-Solid State **13**, 828 (1971)].
13. V. M. Polyanovskii, Fiz. Tekh. Poluprov. **22**, 2230 (1988) [Sov. Phys.-Semiconductors **22**, 1408 (1988)].
14. P. T. Coleridge, Semicond. Sci. Technol. **5**, 961 (1990).
15. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
16. M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).
17. N. S. Averkiev, L. E. Golub, S. A. Tarasenko, and M. Willander, J. Phys.: Condens. Matter **13**, 2517 (2001).
18. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **78**, 125304 (2008).
19. A. V. Goran, A. A. Bykov, A. I. Toropov, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **80**, 193305 (2009).
20. W. Mayer, S. Vitkalov, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **96**, 045436 (2017).
21. A. A. Bykov, A. V. Goran, and A. K. Bakarov, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 28LT01 (2018).
22. S. Abedi, S. Vitkalov, A. A. Bykov, and A. K. Bakarov, Phys. Rev. B **104**, 075416 (2021).
23. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
24. D. V. Dmitriev, I. S. Strygin, A. A. Bykov, S. Dietrich, and S. A. Vitkalov, JETP Lett. **95**, 420 (2012).
25. A. A. Bykov, A. V. Goran, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **81**, 155322 (2010).
26. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **81**, 195301 (2010).
27. Y. W. Suen, L. W. Engel, M. B. Santos, M. Shayegan, and D. C. Tsui, Phys. Rev. Lett. **68**, 1379 (1992).