

Модуляция магнито-межподзонных осцилляций в одномерной латеральной сверхрешетке

А. А. Быков^{+*1)}, И. С. Стрыгин^{+*}, А. В. Горан⁺, Д. В. Номоконов⁺, И. В. Марчишин⁺, А. К. Бакаров⁺,
Е. Е. Родякина^{+*}, А. В. Латышев^{+*}

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

^{*}Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 17 июля 2019 г.

После переработки 30 июля 2019 г.

Принята к публикации 30 июля 2019 г.

Изучен низкотемпературный магнетотранспорт в квазидвумерной электронной системе с одномерной периодической модуляцией потенциала, изготовленной на основе селективно-легированной GaAs квантовой ямы с двумя заполненными подзонами размерного квантования. Показано, что в такой электронной системе соизмеримые осцилляции сопротивления сосуществуют с магнито-межподзонными осцилляциями. Обнаружено, что в двухподзонной электронной системе одномерный периодический потенциал приводит не только к соизмеримым осцилляциям, но и к модуляции амплитуды магнито-межподзонных осцилляций. Полученные экспериментальные результаты объясняются формированием зон Ландау в квазидвумерной электронной системе с одномерной периодической модуляцией потенциала.

DOI: 10.1134/S0370274X19170107

Квантование Ландау в двухподзонной электронной системе Ферми, помещенной во внешнее перпендикулярное магнитное поле B , приводит к двум сериям осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ). Возникают они при изменении B вследствие последовательного пересечения уровнями Ландау энергетического уровня Ферми E_F . Осцилляции ШдГ периодичны по $1/B$, а их частоты $f_{\text{ShdG}1}$ и $f_{\text{ShdG}2}$ определяются концентрациями электронов в подзонах n_1 и n_2 . Упругое рассеяние электронов между подзонами при изменении B становится резонансным в условиях, когда уровни Ландау, принадлежащие различным подзонам, пересекаются. Это приводит к тому, что в квазидвумерных системах, наряду с осцилляциями ШдГ, возникает еще один тип квантовых магнитных осцилляций сопротивления – магнито-межподзонные (ММП) осцилляции [1–7].

ММП осцилляции, как и осцилляции ШдГ, периодичны по $1/B$. Период ММП осцилляций в двухподзонной электронной системе определяется равенством:

$$E_2 - E_1 = k\hbar\omega_c, \quad (1)$$

где E_1 – положение дна первой подзоны, E_2 – положение дна второй подзоны, k – целое положительное число, $\omega_c = eB/m^*$ – циклотронная частота, а m^* – эффективная электронная масса. Амплитуда ММП

осцилляций для квантовой ямы с двумя заполненными энергетическими подзонами задается соотношением [4, 7]:

$$\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0 = A_{\text{MISO}}\lambda_{\text{MISO}}^2 \cos(2\pi\Delta_{12}/\hbar\omega_c), \quad (2)$$

где $\rho_0 = \rho_{xx}(B=0)$, $A_{\text{MISO}} = 2\tau_{tr}/\tau_{12}$, τ_{tr} – транспортное время рассеяния, τ_{12} – время межподзонного рассеяния, $\lambda_{\text{MISO}}^2 = \lambda_1 \times \lambda_2$, $\lambda_1 = \exp(-\pi/\omega_c\tau_{q1})$ и $\lambda_2 = \exp(-\pi/\omega_c\tau_{q2})$ – факторы Дингла в первой и второй подзонах, τ_{q1} и τ_{q2} – квантовые времена жизни в энергетических подзонах, $\lambda_{\text{MISO}} = \exp(-\pi/\omega_c\tau_q^{\text{MISO}})$, $\tau_q^{\text{MISO}} = 2\tau_{q1}\tau_{q2}/(\tau_{q1} + \tau_{q2})$, $\Delta_{12} = (E_2 - E_1)$.

ММП осцилляции не подавляются температурным уширением функции распределения Ферми [1, 4, 7] и поэтому позволяют исследовать квантовый транспорт в условиях, когда для этих целей нельзя использовать осцилляции ШдГ [8–18]. Настоящая работа посвящена изучению ММП осцилляций сопротивления в одномерной латеральной сверхрешетке (ЛСР) – двухподзонной электронной системе, помещенной в одномерный периодический потенциал: $V(x) = V_0 \cos(2\pi x/a)$, где V_0 – амплитуда модуляции потенциала, a – период латеральной потенциальной модуляции.

Магнетотранспортные свойства двумерного (2D) электронного газа в одномерном периодическом потенциале исследуются как экспериментально, так и

¹⁾e-mail: bykov@isp.nsc.ru

теоретически, уже более четверти века [19–36]. Наиболее ярким явлением, обнаруженным в такой системе, являются соизмеримые осцилляции (СО) сопротивления [19]. Эти осцилляции, как и осцилляции ШдГ, периодичны по $1/B$. В 2D системе с концентрацией электронов n_e и периодом модуляции a минимумы СО возникают при выполнении равенства:

$$2R_c/a = (i - 1/4), \quad (3)$$

где $R_c = \hbar(2\pi n_e)^{1/2}/eB$ – циклотронный радиус, а i – целое положительное число. В рамках классического рассмотрения СО возникают благодаря резонансу между периодическим движением электронов по циклотронной орбите и осциллирующим дрейфом центра орбиты, индуцированным периодическим потенциалом $V(x)$ [22].

В рамках квантового рассмотрения $V(x)$ видоизменяет энергетический спектр 2D электронов в магнитном поле B вследствие снятия вырождения по отношению к координате центра волновой функции x_0 , что приводит к возникновению зон Ландау. В условиях слабой потенциальной модуляции, когда амплитуда модуляции много меньше энергии Ферми ($V_0 \ll \varepsilon_F$), зависимость энергии уровня Ландау E_N с номером $N \gg 1$ от x_0 выражается соотношениями [21]:

$$E_N(x_0) \approx (N + 1/2)\hbar\omega_c + V_B \cos(2\pi x_0/a), \quad (4)$$

$$V_B = V_0 J_0(2\pi R_c/a). \quad (5)$$

Из (4) и (5) следует, что ширина зон Ландау $\Gamma_B = 2|V_B|$ изменяется периодически в зависимости от $1/B$. Зависимость $\Gamma_B(1/B)$ приводит к периодическому изменению зонной проводимости от обратного магнитного поля, что является причиной СО в рамках квантового рассмотрения магнетотранспорта в одномерной ЛСР [21].

При большом числе сильно перекрывающихся уровней Ландау $N \gg 1$ плотность энергетических состояний электронов в 2D системе со слабой одномерной периодической модуляцией можно выразить следующим соотношением [21, 28]:

$$\Delta D/D_0 = -2J_0(2\pi V_B/\hbar\omega_c) \times \lambda \cos(2\pi\varepsilon_F/\hbar\omega_c), \quad (6)$$

где $D_0 = m^*/\pi\hbar^2$, $V_B = V_0 J_0(2\pi R_c/a)$, $\lambda = \exp(-\pi/\omega_c\tau_q)$, $\varepsilon_F = n_e/D_0$ – энергия Ферми. В сравнении с немодулированной 2D системой перед фактором Дингла λ появился дополнительный множитель $J_0(2\pi V_B/\hbar\omega_c)$. Такая модификация плотности состояний приводит к модуляции осцилляций ШдГ в одномерной ЛСР [28].

В условиях, когда $\Gamma_B \ll \hbar/\tau_q$, одномерный периодический потенциал приводит лишь к дополнительному уширению уровней Ландау. В этом случае его влияние на квантовый транспорт можно учесть, введя эффективное квантовое время жизни, зависящее от V_0 и $1/B$ [33]. В настоящее время в одномерных ЛСР изучены микроволновая фотопроводимость и нелинейные явления, возникающие под действием постоянного электрического поля в 2D электронном газе при больших факторах заполнения [30–33]. Однако поведение ММП осцилляций в ЛСР до сих пор остается неисследованным [37]. Так как ММП осцилляции проявляются в условиях, когда осцилляции ШдГ уже подавлены, то такие эксперименты открывают новые возможности для изучения квантового транспорта в низкоразмерных электронных системах.

В настоящей работе исследовалось поведение ММП осцилляций в одномерной ЛСР, изготовленной на основе селективно-легированной гетероструктуры GaAs/AlAs. Исходная гетероструктура представляла собой одиночную GaAs квантовую яму шириной 26 нм с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs [38, 39]. Схематическое изображение квантовой ямы с двумя заполненными подзонами E_1 и E_2 представлено на вставке к рис. 1. Носители заряда в квантовой яме обеспечивались Si δ -легированием. Одиночные Si δ -легированные слои располагались с двух сторон от GaAs квантовой ямы на расстоянии 29.4 нм от ее границ. Расстояние от центра квантовой ямы до планарной поверхности структуры составляло 117.7 нм. Гетероструктура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложке.

Исследования проводились на мостиках шириной $W = 50$ мкм и длиной $L = 100$ мкм. Они изготавливались с использованием оптической фотолитографии и жидкостного травления. На вставке к рис. 1 изображена упрощенная геометрия образца. Образец состоит из двух мостиков, на одном из которых формировалась одномерная ЛСР. Сверхрешетка представляла собой набор металлических полосок длиной 60 мкм и шириной 150 нм. Период ЛСР a составлял 300 нм. ЛСР изготавливалась при помощи электронно-лучевой литографии и метода “взрыва” двухслойной металлической пленки Au/Ti. Толщина слоя Au составляла 40 нм, а слоя Ti – 5 нм.

Эксперименты проводились при температуре $T = 4.2$ К в магнитных полях $B < 2$ Тл. Сопротивление образцов измерялось на переменном токе частотой 733 Гц, величина которого не превышала 10^{-6} А. В исходной гетероструктуре концентрация и подвиж-

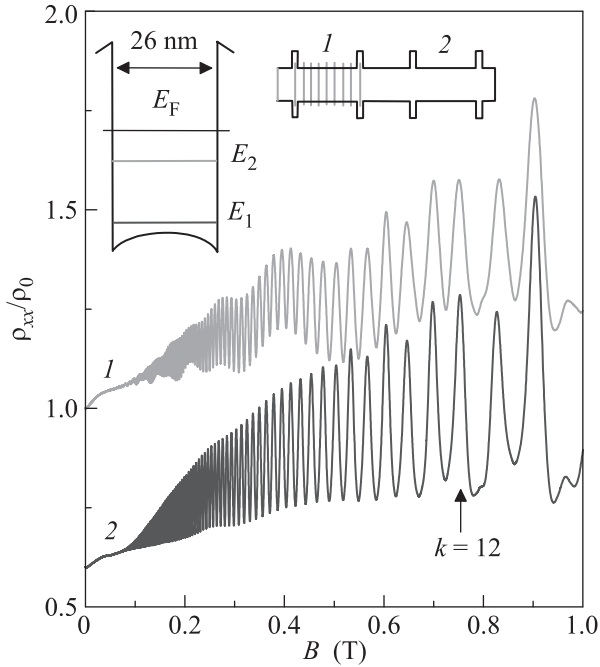


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$, измеренные при $T = 4.2\text{K}$ на мостике с одномерной ЛСР (1) и на контрольном мостике (2). Кривая (2) для наглядности смещена вниз. Стрелкой указано положение ММП максимума для $k = 12$. На вставке изображены упрощенные схемы квантовой ямы и образца

ность электронов составляли: $n_H \approx 8.2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$; $\mu \approx 111 \text{ м}^2/\text{Вс}$. Формирование ЛСР не изменяло n_H , а лишь незначительно уменьшало подвижность до $\mu \approx 106 \text{ м}^2/\text{Вс}$. В исследуемых ЛСР модуляция потенциала возникала без подачи электрического напряжения на металлические полоски. Одна из причин такой модуляции – упругие механические напряжения, возникающие между металлическими полосками и гетероструктурой [24].

На рисунке 1 представлены зависимости ρ_{xx}/ρ_0 от B , измеренные при $T = 4.2\text{K}$ на ЛСР (1) и на контрольном мостике (2). На контрольном мостике в диапазоне $0.1 < B < 0.5 \text{ Тл}$ наблюдаются ММП осцилляции с небольшой модуляцией амплитуды, обусловленной интерференцией ММП и магнетофононных (МФ) осцилляций [10, 11]. На ЛСР в этом диапазоне B наблюдается более значительная модуляция амплитуды ММП осцилляций, обусловленная, как это будет показано далее, двухподзонным магнетотранспортом электронов в одномерном периодическом потенциале. В полях $B > 0.5 \text{ Тл}$ на ЛСР и контрольном мостике ММП осцилляции сосуществуют с осцилляциями ШдГ [8].

В Фурье спектре зависимостей ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$ для одномерной ЛСР и контрольного мостика в диа-

пазоне обратных магнитных полей $1/B < 2 \text{ Тл}^{-1}$ ($B > 0.5 \text{ Тл}$) проявляются три частоты. Две из них соответствуют частотам осцилляций ШдГ ($f_{\text{SDH1}} \approx 13.1 \text{ Тл}$ и $f_{\text{SDH2}} \approx 4.0 \text{ Тл}$), а третья – ММП осцилляциям ($f_{\text{MISO}} \approx 9.16 \text{ Тл}$). Вычисленные из частот осцилляций ШдГ концентрации электронов в подзонах составили: $n_1 \approx 6.3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$; $n_2 \approx 1.9 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$. Определенная из частоты f_{MISO} величина межподзонной энергии составила $\Delta_{12} = 15.6 \text{ мэВ}$, что совпадает со значением, полученным из самосогласованного расчета исследуемой квантовой ямы.

На рисунке 2а приведена зависимость ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$ в диапазоне $2 < 1/B < 8 \text{ Тл}^{-1}$ для контроль-

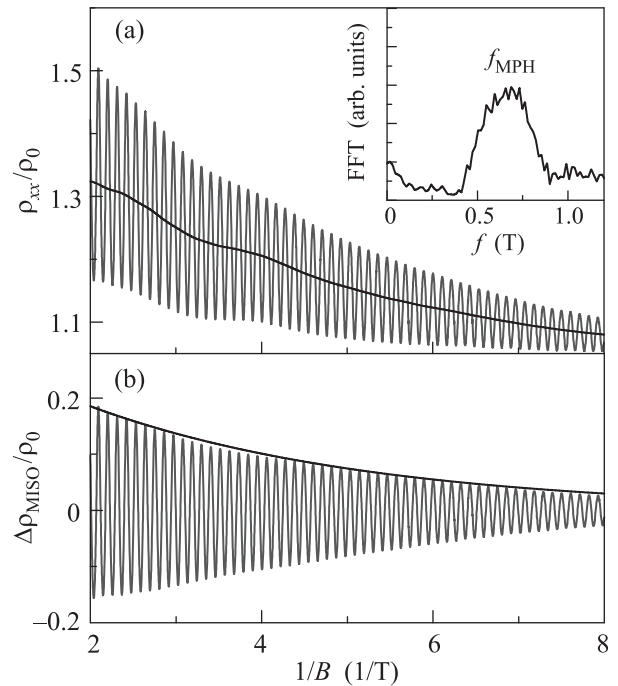


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Тонкая линия – зависимость ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$, измеренная при $T = 4.2\text{K}$ на контрольном мостике. Толстая линия – усредненная компонента экспериментальной зависимости ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$. На вставке приведен Фурье спектр усредненной компоненты. (б) – Тонкая линия – зависимости $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$ от $1/B$ для контрольного мостика. Толстая линия – зависимость $A_{\text{MISO}} \times \lambda_{\text{MISO}}^2$ от $1/B$: $A_{\text{MISO}} = 0.34$; $\tau_q^{\text{MISO}} = 8 \text{ пс}$

ного мостика. В Фурье спектре усредненной компоненты этой зависимости наблюдается пик, соответствующий частоте МФ осцилляций сопротивления в первой энергетической подзоне ($f_{\text{MPH}} \approx 0.7 \text{ Тл}$) [11]. На рисунке 2б приведена зависимость $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$ от $1/B$, полученная путем вычитания усредненной компоненты из экспериментальной зависимости ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$. Наблюдается падение $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$ с ростом

$1/B$, что полностью согласуется с уравнением (2). Экспериментальная зависимость амплитуды ММП осцилляций от $1/B$ описывается этим уравнением с двумя подгоночными параметрами: $A_{\text{MISO}} = 0.34$, а $\tau_q^{\text{MISO}} = 8$ пс. Исходя из $A_{\text{MISO}} = 0.34$ и величины $\tau_{tr} \approx 43$ пс, следует, что в исследуемой двухподзонной системе $\tau_{12} \approx 253$ пс.

Зависимость ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$ в диапазоне $2 < 1/B < 8 \text{ Тл}^{-1}$ для одномерной ЛСР приведена на рис. 3. В этом случае в Фурье спектре усредненной

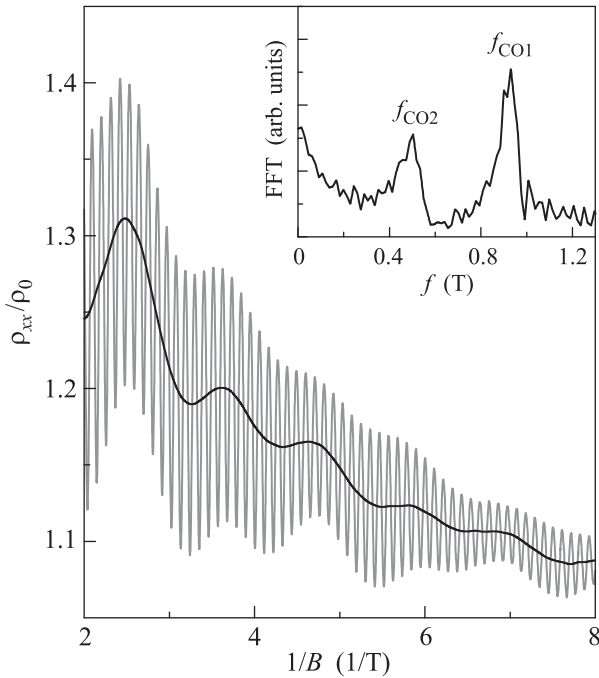


Рис. 3. (Цветной онлайн) Тонкая линия – зависимость ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$, измеренная при $T = 4.2 \text{ К}$ на мостике с одномерной ЛСР. Толстая линия – усредненная компонента экспериментальной зависимости ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$. На вставке приведен Фурье спектр усредненной компоненты

компоненты наблюдается два пика: $f_{\text{CO}1} \approx 0.9 \text{ Тл}$ и $f_{\text{CO}2} \approx 0.5 \text{ Тл}$. Появление этих пиков мы связываем с одномерной периодической модуляцией потенциала, которая должна приводить в двухподзонной электронной системе к двум сериям СО [37]. Период СО определяется соотношением (3). Исходя из величин a , n_1 и n_2 , мы вычислили частоты СО в первой и второй подзонах: $f_{\text{CO}1} \approx 0.88 \text{ Тл}$ и $f_{\text{CO}2} \approx 0.49 \text{ Тл}$. Имеется хорошее совпадение расчетных и экспериментальных частот СО. Это означает, что осцилляции сопротивления в усредненной компоненте зависимости ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$ для одномерной ЛСР, действительно, являются СО.

На риснке 4а приведены зависимости $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$ и $\Delta\rho_{\text{CO}}/\rho_0$ от $1/B$ для одномерной ЛСР. Видно,

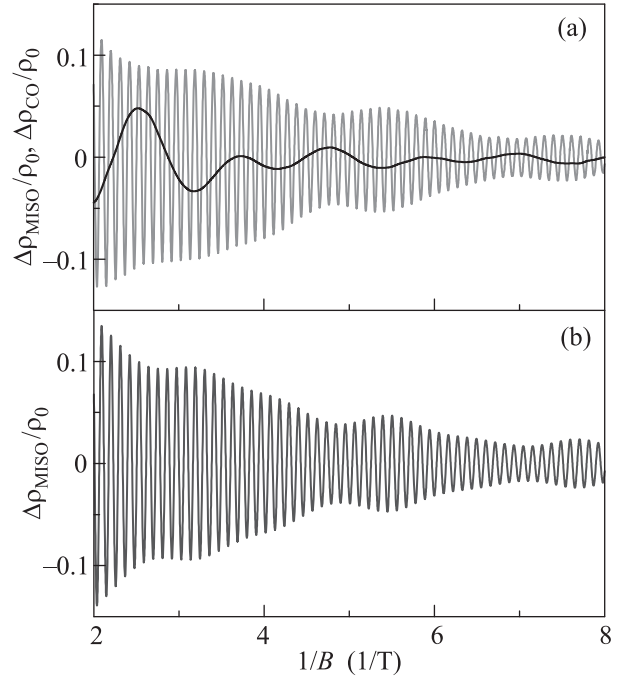


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$ (тонкая линия) и $\Delta\rho_{\text{CO}}/\rho_0$ (толстая линия) от $1/B$ для мостика с одномерной ЛСР. (б) – Тонкая линия – зависимость $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$ от $1/B$, рассчитанная по формуле (7): $A_{\text{MISO}} = 0.28$; $V_0 = 0.2 \text{ мэВ}$; $\tau_q^{\text{MISO}} = 7.6 \text{ пс}$

что зависимости $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$ от $1/B$ для ЛСР и контрольного мостика существенно отличаются. Для контрольного мостика наблюдается экспоненциальное падение $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$ с ростом $1/B$, а для ЛСР, кроме уменьшения $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$ с увеличением $1/B$, наблюдается еще и значительная модуляция амплитуды ММП осцилляций. Из сопоставления зависимостей $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$ и $\Delta\rho_{\text{CO}}/\rho_0$ от $1/B$ для исследуемой ЛСР следует, что амплитуда ММП осцилляций падает в максимумах СО. Подобное поведение наблюдалось ранее для осцилляций ШдГ в одномерной ЛСР, и было объяснено возникновением зон Ландау в одномерном периодическом потенциале [23, 26, 28].

Мы учли влияние одномерной потенциальной модуляции на амплитуду ММП осцилляций в двухподзонной электронной системе, преобразовав формулу (2) по аналогии с формулой (6) к следующему виду:

$$\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0 = A_{\text{MISO}} \lambda_1 \lambda_2 J_0(2\pi V_{B1}/\hbar\omega_c) \times J_0(2\pi V_{B2}/\hbar\omega_c) \cos(2\pi\Delta_{12}/\hbar\omega_c), \quad (7)$$

где $V_{B1} = V_0 J_0(2\pi R_{c1}/a)$, $V_{B2} = V_0 J_0(2\pi R_{c2}/a)$, R_{c1} и R_{c2} – циклотронные радиусы в подзонах. В формуле

(7), по аналогии с формулой (6) для плотности электронных состояний в одномерной ЛСР в одноподзонной системе, влияние потенциальной модуляции на амплитуду ММП осцилляций учитывается двумя дополнительными множителями $J_0(2\pi V_{B1}/\hbar\omega_c)$ и $J_0(2\pi V_{B2}/\hbar\omega_c)$ перед факторами Дингла λ_1 и λ_2 .

Зависимость $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$ от $1/B$, рассчитанная по формуле (7), представлена на рис. 4б. Наблюдается хорошее согласие экспериментальной кривой с расчетной зависимостью для следующих подгоночных параметров: $A_{\text{MISO}} = 0.28$; $V_0 = 0.2$ мэВ; $\tau_q^{\text{MISO}} = 7.6$ пс. Это позволяет считать, что обнаруженная модуляция амплитуды ММП осцилляций обусловлена модификацией электронного спектра в одномерной ЛСР. Наличие одномерного периодического потенциала привело не только к модификации электронного спектра, но еще и к незначительному уменьшению τ_{tr} и τ_q^{MISO} в ЛСР, по сравнению с их величинами в исходной гетероструктуре.

В исследуемых селективно-легированных гетероструктурах GaAs/AlAs рассеяние электронов на случайном потенциале является среднеугловым [39]. В этом случае дополнительное малоугловое рассеяние на одномерном периодическом потенциале с амплитудой $V_0 \ll \varepsilon_F$ не должно приводить к существенному изменению характера рассеяния электронов в ЛСР, что и наблюдается в эксперименте. Вычисленная из значений $A_{\text{MISO}} = 0.28$ и $\tau_{tr} \approx 41$ пс величина τ_{12} для одномерной ЛСР составила 293 пс. Чем обусловлено увеличение времени межподзонного рассеяния в одномерной ЛСР, по сравнению с $\tau_{12} \approx 253$ пс в немодулированной двухподзонной электронной системе, мы в настоящее время не знаем.

Таким образом, на основе высокочувствительной двухподзонной электронной системы изготовлена одномерная ЛСР, в которой ММП осцилляции сопротивления сосуществуют с СО. В такой электронной системе обнаружена амплитудная модуляция ММП осцилляций. Установлено, что она вызвана периодическим изменением ширины зон Ландау в одномерной ЛСР при изменении внешнего обратного магнитного поля. Показано, что одной из причин уменьшения амплитуды ММП осцилляций в одномерной ЛСР является возрастание времени межподзонного рассеяния в двухподзонной электронной системе с одномерной периодической модуляцией потенциала.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект номер 18-02-00603.

1. V.M. Polyanskiy, Sov. Phys. Semicond. **22**, 1408 (1988).

2. P. T. Coleridge, Semicond. Sci. Technol. **5**, 961 (1990).
3. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas, F. Tao, C. T. Foxon, and J. J. Harris, Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
4. M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).
5. A. A. Bykov, D. R. Islamov, A. V. Goran, and A. I. Toropov, JETP Lett. **87**, 477 (2008).
6. N. C. Mamani, G. M. Gusev, T. E. Lamas, A. K. Bakarov, and O. E. Raichev, Phys. Rev. B **77**, 205327 (2008).
7. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **78**, 125304 (2008).
8. A. V. Goran, A. A. Bykov, A. I. Toropov, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **80**, 193305 (2009).
9. S. Wiedmann, N. C. Mamani, G. M. Gusev, O. E. Raichev, A. K. Bakarov, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **80**, 245306 (2009).
10. A. A. Bykov, A. V. Goran, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **81**, 155322 (2010).
11. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **81**, 195301 (2010).
12. S. Wiedmann, G. M. Gusev, O. E. Raichev, A. K. Bakarov, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **82**, 165333 (2010).
13. S. Dietrich, J. Kanter, W. Mayer, S. Vitkalov, D. V. Dmitriev, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **92**, 155411 (2015).
14. W. Mayer, J. Kanter, J. Shabani, S. Vitkalov, A. K. Bakarov, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **93**, 115309 (2016).
15. W. Mayer, S. Vitkalov, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **96**, 045436 (2017).
16. A. A. Bykov, A. V. Goran, and A. K. Bakarov, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 28LT01 (2018).
17. I. L. Drihko, I. Yu. Smirnov, M. O. Nestoklon, A. V. Suslov, D. Kamburov, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and L. E. Golub, Phys. Rev. B **97**, 075427 (2018).
18. A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, I. V. Marchishin, D. V. Nomokonov, A. K. Bakarov, S. Abedi, and S. A. Vitkalov, JETP Lett. **109**, 400 (2019).
19. D. Weiss, K. v. Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann, Europhys. Lett. **8**, 179 (1989).
20. R. R. Gerhardts, D. Weiss, and K. v. Klitzing, Phys. Rev. Lett. **62**, 1173 (1989).
21. R. W. Winkler, J. P. Kotthaus, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **62**, 1177 (1989).
22. C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. Lett. **62**, 2020 (1989).
23. D. Weiss, C. Zhang, R. R. Gerhardts, K. v. Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. B **39**, 13020(R) (1989).
24. I. A. Larkin, J. H. Davies, A. R. Long, and R. Cuscó, Phys. Rev. B **56**, 15242 (1997).
25. J. H. Smet, S. Jobst, K. von Klitzing, D. Weiss, W. Wegscheider, and V. Umansky, Phys. Rev. Lett. **83**, 2620 (1999).

26. K. W. Edmonds, B. L. Gallagher, P. C. Main, N. Overend, R. Wirtz, A. Nogaret, M. Henini, C. H. Marrows, B. J. Hickey, and S. Thoms, *Phys. Rev. B* **64**, 041303(R) 2001.
27. R. A. Deutschmann, W. Wegscheider, M. Rother, M. Bichler, G. Abstreiter, C. Albrecht, and J. H. Smet, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1857 (2001).
28. A. Endo and Y. Iye, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 054709 (2008).
29. D. Kamburov, M. Shayegan, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and K. W. Baldwin, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 236401 (2012).
30. A. A. Bykov, I. S. Strygin, E. E. Rodyakina, W. Mayer, and S. A. Vitkalov, *JETP Lett.* **101**, 703 (2015).
31. A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, A. K. Kalagin, E. E. Rodyakina, and A. V. Latyshev, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 012103 (2016).
32. A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, E. E. Rodyakina, W. Mayer, and S. A. Vitkalov, *JETP Lett.* **104**, 257 (2016).
33. A. A. Bykov, I. S. Strygin, E. E. Rodyakina, and S. A. Vitkalov, *JETP Lett.* **108**, 121 (2018).
34. O. E. Raichev, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 146802 (2018).
35. O. E. Raichev, *Phys. Rev. B* **97**, 245310 (2018).
36. M. Drienovsky, J. Joachimsmeier, A. Sandner, M.-H. Liu, T. Taniguchi, K. Watanabe, K. Richter, D. Weiss, and J. Eroms, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 026806 (2018).
37. J. P. Lu and M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **58**, 1138 (1998).
38. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4616 (1996).
39. D. V. Dmitriev, I. S. Strygin, A. A. Bykov, S. Dietrich, and S. A. Vitkalov, *JETP Lett.* **95**, 420 (2012).