

Нулевое дифференциальное сопротивление двумерного электронного газа в одномерном периодическом потенциале при больших факторах заполнения

А. А. Быков^{+*1)}, И. С. Стрыгин⁺, А. В. Горан⁺, Е. Е. Родякина^{+*2)}, В. Майер^{×3)}, С. А. Виткалов^{×3)}

⁺ Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

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

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

Поступила в редакцию 5 июля 2016 г.

Исследован нелинейный магнетотранспорт двумерного (2D) электронного газа в одномерных латеральных сверхрешетках, изготовленных на основе селективно-легированной гетероструктуры GaAs/AlAs. Одномерная потенциальная модуляция 2D электронного газа осуществлялась при помощи серии металлических полосок, сформированных на поверхности гетероструктуры с использованием электронно-лучевой литографии и технологии “взрыва”. Изучались зависимости дифференциального сопротивления r_{xx} от магнитного поля $B < 1.5$ Тл при температуре $T = 4.2$ К в сверхрешетках с периодом $a = 400$ нм. Обнаружено, что в одномерных латеральных сверхрешетках в скрещенных электрическом и магнитном полях возникают электронные состояния с $r_{xx} \approx 0$. Показано, что в 2D электронных системах с одномерной периодической модуляцией состояния с $r_{xx} \approx 0$ возникают в минимумах соизмеримых осцилляций магнетосопротивления.

DOI: 10.7868/S0370274X16160098

Магнетотранспортные свойства двумерного (2D) электронного газа в одномерном периодическом потенциале исследуются уже более четверти века [1–3]. К настоящему времени известно несколько вариантов экспериментальной реализации одномерных латеральных сверхрешеток на основе полупроводниковых 2D систем [1–7]. Один из вариантов сверхрешетки с периодом a представлен на рис. 1а. В этом варианте периодический потенциал $V(x) = V_0 \cos(2\pi x/a)$ задается затворным напряжением V_g на серии металлических полосок, сформированных на поверхности полупроводниковой структуры. Наиболее ярким эффектом, обнаруженным в такой системе, являются соизмеримые осцилляции (СО) магнетосопротивления [1]. СО, как и осцилляции Шубникова–де Гааза (ШДГ), периодичны в обратном магнитном поле. Положение минимумов СО задается соотношением [1–3]: $2R_c/a = (i - 1/4)$, где $R_c = v_F/\omega_c$ – циклотронный радиус, v_F – скорость Ферми, ω_c – циклотронная частота, а i – целое положительное число. Для наблюдения СО период a должен быть меньше длины

свободного пробега электронов $l_p = v_F\tau_{tr}$, где τ_{tr} – транспортное время релаксации.

В рамках классического рассмотрения возникновение СО объясняется резонансом между периодическим движением электронов в магнитном поле B по орбите радиусом R_c и осциллирующим дрейфом центра орбиты, индуцированным одномерным потенциалом $V(x)$ [8]. В рамках квантово-механической модели одномерная потенциальная модуляция видоизменяет энергетический спектр 2D электронов в поле B вследствие снятия вырождения по отношению к координате центра волновой функции x_0 , что приводит к возникновению зон Ландау. В условиях слабой модуляции 2D электронного газа зависимость энергии уровня Ландау с номером $n \gg 1$ от x_0 выражается следующим соотношением [3]:

$$E_n(x_0) \approx (n + 1/2)\hbar\omega_c + V_B \cos(2\pi x_0/a), \quad (1)$$

где

$$V_B = V_0(a/\pi^2 R_c)^{1/2} \cos(2\pi R_c/a - \pi/4). \quad (2)$$

Из (1) следует, что ширина зон Ландау $\Gamma_B = 2|V_B|$ имеет максимум при выполнении равенства: $2R_c/a = (i + 1/4)$. Схематическое изображение зон Ландау представлено на рис. 1б. Периодическое изменение

¹⁾bykov@isp.nsc.ru

²⁾Член научной школы № НШ-10211.2016.8.

³⁾W. Mayer, S. A. Vitkalov.

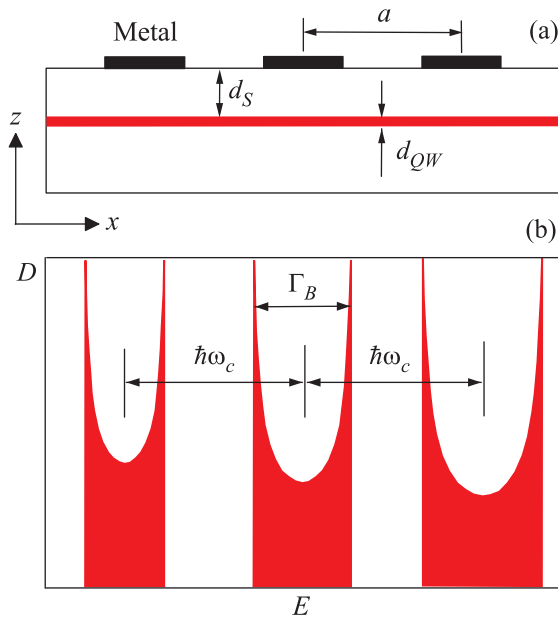


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схематический разрез одномерной латеральной сверхрешетки на основе полупроводниковой гетероструктуры: a – период сверхрешетки; d_{QW} – ширина квантовой ямы; d_S – расстояние от поверхности структуры до 2D электронного газа. (б) – Зависимость плотности электронных состояний от энергии $D(E)$ в одномерной латеральной сверхрешетке: Γ_B – ширина зоны Ландау; $\hbar\omega_c$ – энергетическое расстояние между уровнями Ландау

Γ_B по $1/B$, а вместе с Γ_B и величины зонной проводимости, является квантовой причиной СО.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование нелинейного транспорта 2D электронов в одномерном периодическом потенциале при большом числе заполненных уровней Ландау: $E_F/\hbar\omega_c = \nu \gg 1$, где E_F – энергия Ферми, ν – фактор заполнения. В высокоподвижных 2D системах квантование Ландау приводит к необычному эффекту разогрева электронов [9, 10], в результате которого система переходит в состояния с нулевым дифференциальным сопротивлением $r_{xx} \approx 0$ [11–13]. Постоянное электрическое поле E_{dc} формирует в вырожденной 2D системе, находящейся в магнитном поле B , многоступенчатую функцию распределения [9, 12], которая и является физической причиной уменьшения r_{xx} с ростом E_{dc} . По сравнению с линейным откликом квантование Ландау в нелинейном транспорте проявляется в существенно большем диапазоне температур [14]. Это позволяет использовать нелинейные эффекты для исследования квантовых явлений в 2D системах в условиях $kT > \hbar\omega_c$.

Основная цель работы – установление роли одномерного периодического потенциала в формировании состояний с $r_{xx} \approx 0$ в вырожденной 2D системе в скрещенных электрическом и магнитном полях. Мотивация этих исследований состоит еще и в том, что природа состояний с $r_{xx} \approx 0$ во многих аспектах аналогична природе состояний с нулевым сопротивлением $R_{xx} \approx 0$, возникающих в 2D системе под действием микроволнового излучения [15, 16]. Однако физические причины микроволновой фотопроводимости 2D электронного газа при больших факторах заполнения остаются до сих пор дискуссионными [17], что требует дальнейшего изучения неравновесных явлений в 2D системах. Недавно в одномерных сверхрешетках были обнаружены гигантские осцилляции микроволнового фотосопротивления и состояния с нулевым сопротивлением [18, 19]. Эти исследования поставили ряд вопросов, ответы на которые можно получить при изучении нелинейного транспорта в таких системах.

В работе изучался нелинейный электронный транспорт в одномерных латеральных сверхрешетках, изготовленных на основе гетероструктуры GaAs/AlAs. Исходная селективно-легированная гетероструктура представляла собой квантовую яму GaAs с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs [20, 21]. Ширина квантовой ямы составляла 13 нм. Гетероструктура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложке. Исследования проводились при $T = 4.2$ К в магнитных полях $B < 1.5$ Тл на мостиках шириной $W = 50$ мкм и длиной $L = 100$ мкм. Мостики изготавливались при помощи оптической литографии и жидкостного травления. Концентрация 2D электронов в исходной гетероструктуре составляла $n_e \approx 7.7 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, а их подвижность $\mu \approx 200 \text{ м}^2/\text{Вс}$.

Схематическое изображение образца представлено на вставке к рис. 2а. Он состоит из двух мостиков, на один из которых нанесена металлическая решетка, действующая как затвор Шоттки. Решетки изготавливались при помощи электронной литографии и метода “взрыва” двухслойной металлической пленки Au/Ti. Толщина слоя Au составляла 40 нм, а слоя Ti – 5 нм. Решетка представляла собой набор Au/Ti полосок шириной 200 нм, на которые подавалось постоянное напряжение V_g от 0 до -2 В. Период a составлял 400 нм. Сопротивление измерялось на переменном токе $I_{ac} < 10^{-6}$ А при одновременном протекании через образец постоянного тока I_{dc} от 0 до 50 мкА. Исследовались три образца, показавшие качественно одинаковое поведение

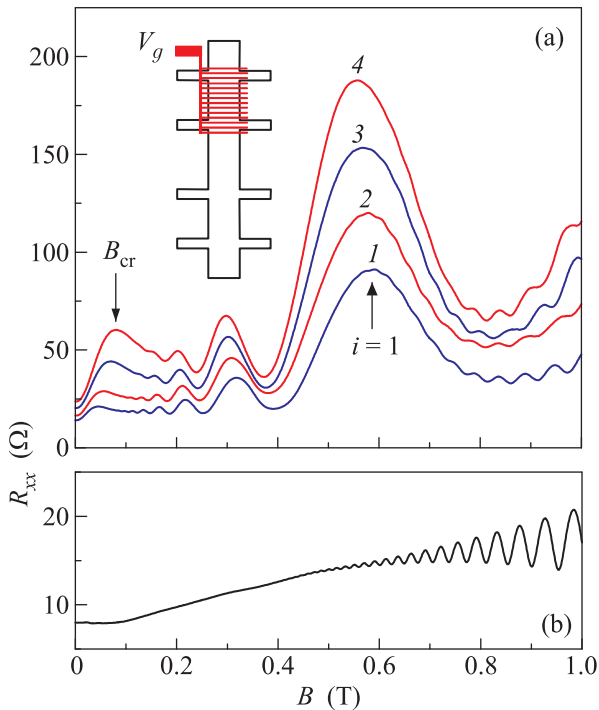


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости $R_{xx}(B)$, измеренные на мостике с решеткой при $T = 4.2$ К для различных V_g : 1 – $V_g = -1.2$ В; 2 – $V_g = -1.325$ В; 3 – $V_g = -1.45$ В; 4 – $V_g = -1.525$ В. Стрелками указаны положения B_{cr} и максимума СО под номером $i = 1$. На вставке изображена упрощенная схема образца, на один сегмент которого нанесена латеральная сверхрешетка. (б) – Зависимость $R_{xx}(B)$, измеренная при $T = 4.2$ К на мостике без решетки

ние. В работе приводятся результаты для одного из них.

На рис. 2 представлены зависимости $R_{xx}(B)$, измеренные на различных частях образца. В мостике без сверхрешетки (рис. 2б) в полях $B > 0.1$ Тл наблюдается квантовое положительное магнетосопротивление [22, 23], а в полях $B > 0.5$ Тл возникают осцилляции Шубникова–де Гааза. В мостике с решеткой наряду с осцилляциями ШДГ наблюдаются СО. Амплитуда этих осцилляций с ростом модуля V_g возрастает, что связано с увеличением амплитуды одномерной латеральной модуляции V_0 [4]. Положение максимума в слабых магнитных полях при $B = B_{cr}$ позволяет определить амплитуду периодического потенциала [4]: $V_0 = av_F B_{cr} / 2\pi$. Смещение B_{cr} в более сильные магнитные поля указывает на рост V_0 при подаче на решетку отрицательного затворного напряжения. Кроме того, с ростом $|V_g|$ максимумы СО смещаются в более слабые магнитные поля. Это смещение обусловлено изменением периода СО при

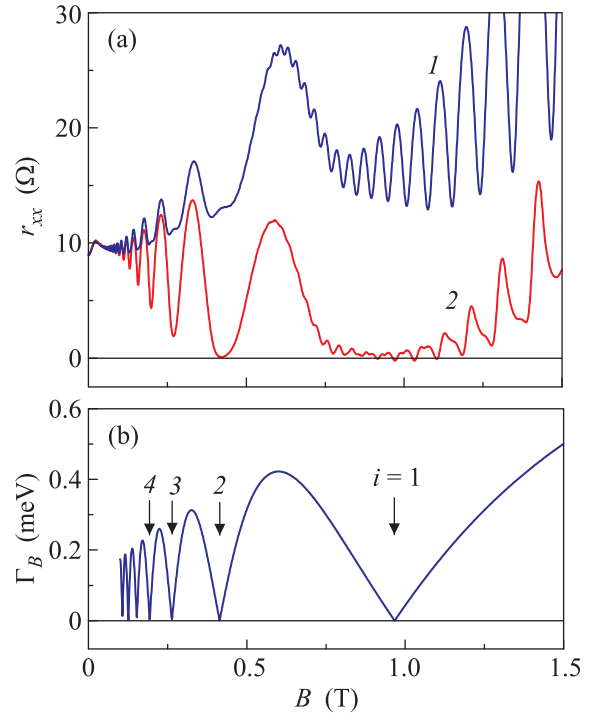


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости $r_{xx}(B)$, измеренные на мостике с решеткой при $T = 4.2$ К и $V_g = 0$ для различных I_{dc} : 1 – $I_{dc} = 0$; 2 – $I_{dc} = 25$ мкА. (б) – Теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (1): $\Gamma_B = 2|V_B|$; $a = 400$ нм; $V_0 = 0.52$ мВ. Стрелками указаны минимумы СО

уменьшении концентрации 2D электронного газа в квантовой яме.

На рис. 3а приведены зависимости $r_{xx}(B)$, измеренные на мостике с решеткой при нулевом затворном напряжении для $I_{dc} = 0$ и $I_{dc} = 25$ мкА. Зависимость $r_{xx}(B)$ для $I_{dc} = 0$ (в этом случае $r_{xx} = R_{xx}$) показывает, что в изучаемых решетках латеральная модуляция 2D электронного газа присутствует и при $V_g = 0$. Величина V_0 , рассчитанная из величины B_{cr} при $V_g = 0$, составляет 0.52 мВ. Одна из причин такой модуляции – упругие механические напряжения, индуцированные металлическими полосками затвора [6]. Отметим, что несинусоидальная форма СО в зависимости $R_{xx}(B)$ указывает на негармоничность периодической модуляции [24].

Зависимость $r_{xx}(B)$ для $I_{dc} = 25$ мкА показывает, что при подаче на образец постоянного электрического тока сопротивление в минимумах СО изменяется более существенно, чем в максимумах. Видно, что величина r_{xx} в минимумах с номерами $i = 1$ и 2 падает до нуля. При этом в максимуме, расположенном между первым и вторым минимумами, r_{xx} не зануляется. Сопоставление $r_{xx}(B)$ с расчетной зави-

симостью $\Gamma_B(B)$, изображенной на рис. 3б, указывает на то, что нелинейный отклик является наиболее сильным в условиях, когда $\Gamma_B = 0$. Именно в таких условиях и наблюдаются состояния с $r_{xx} \approx 0$ в сверхрешках.

Рис. 4 демонстрирует, что при подаче на решетку напряжения $V_g = -1$ В состояния с $r_{xx} \approx 0$ не

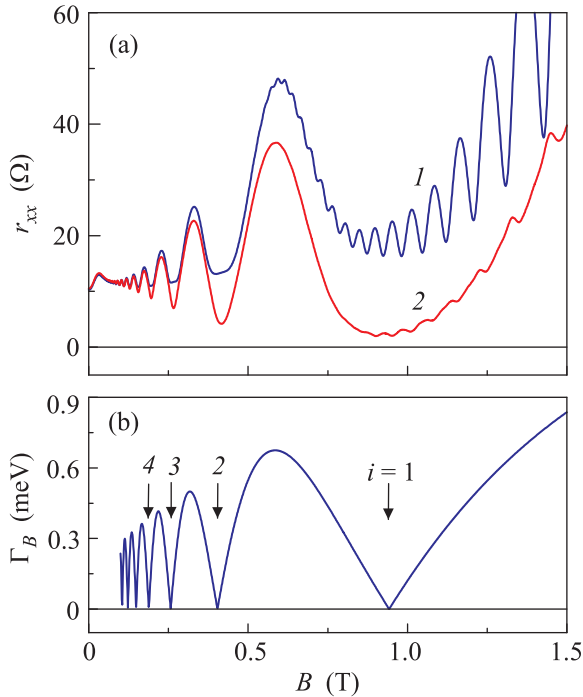


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости $r_{xx}(B)$, измеренные на мостике с решеткой при $T = 4.2$ К и $V_g = -1$ В для различных I_{dc} : 1 – $I_{dc} = 0$; 2 – $I_{dc} = 25$ мкА. (б) – Теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (1): $\Gamma_B = 2|V_B|$; $a = 400$ нм; $V_0 = 0.83$ мВ. Стрелками указаны минимумы СО

возникают даже при $\Gamma_B = 0$. Выше отмечалось, что отрицательное V_g приводит не только к увеличению V_0 , но и к уменьшению концентрации электронов в GaAs квантовой яме. Увеличение V_0 ведет к возрастанию Γ_B , но в минимумах $\Gamma_B = 0$. Таким образом, условия для формирования состояний с $r_{xx} \approx 0$ в минимумах СО с ростом V_0 не изменяются, и зависимость V_0 от V_g не является причиной разрушения состояний с $r_{xx} \approx 0$ в минимумах СО. Другой возможной причиной разрушения состояний с $r_{xx} \approx 0$ при подаче отрицательного V_g на решетку может быть уменьшение квантового времени жизни электронов τ_q с уменьшением n_e [21].

Для проверки этого предположения мы измерили τ_q в исследуемой решетке при $V_g = 0$ и $V_g = -1$ В. В отличие от 2D системы, зависимость амплитуды ос-

цилляций ШДГ от $1/B$ не может быть использована для вычисления τ_q в решетках, т.к. периодический потенциал приводит к появлению зон Ландау. На основании того факта, что в минимумах СО $\Gamma_B = 0$, можно для определения τ_q использовать метод, основанный на падении сопротивления 2D электронного газа с ростом I_{dc} в фиксированном поле B [9, 10, 14]. В решетках этот метод применим лишь в минимумах СО, когда спектр состояний соответствует 2D системе без одномерной латеральной модуляции.

Теория предсказывает, что в области небольших электрических полей E_{dc} основной вклад в нелинейный отклик 2D электронного газа при $\nu \gg 1$ связан с ролью неравновесной функции распределения $f(E)$ [9]. Решение диффузионного уравнения в этом случае дает ступенчатую зависимость $f(E)$ [14] со ступеньками в максимумах плотности состояний $D(E)$. В фиксированном магнитном поле B они идут с периодом $\hbar\omega_c$. Степень отклонения системы от равновесия вследствие спектральной диффузии в электрическом поле E_{dc} ограничивается временем неупругого рассеяния τ_{in} , которое подавляет неравновесный вклад [25]. Зависимость $r_{xx}(E_{dc})$ описывается следующим соотношением [10]:

$$r_{xx}/R_D = 1 + 2\delta^2[(1 - 10Q_{dc} - 3Q_{dc}^2)/(1 + Q_{dc}^2)], \quad (3)$$

где R_D – квазиклассическое сопротивление Друде, $\delta = \exp(-\pi/\omega_c\tau_q)$ – фактор Дингла, а $Q_{dc} = (2\tau_{in}/\tau_{tr})(eE_{dc}v_F/\omega_c)^2(\pi/\hbar\omega_c)^2$. В условиях $\omega_c\tau_{tr} \gg 1$ параметр Q_{dc} можно выразить в виде: $Q_{dc} = (I_{dc}/I_0)^2$.

На рис. 5 представлены экспериментальные и теоретические зависимости

$r_{xx}(I_{dc})$ для мостиков с решеткой и без решетки при $B = 0.2$ Тл. Это магнитное поле соответствует минимуму СО с номером $i = 4$. Экспериментальные зависимости показывают, что r_{xx} с ростом I_{dc} вначале падает, а затем растет. Падение r_{xx} обусловлено ролью неравновесной функции распределения в нелинейном транспорте, а возрастание связано с туннелированием Зинера между уровнями Ландау [26–28]. Соотношение (3) описывает корректно лишь спад в зависимости $r_{xx}(I_{dc})$. Теоретическая зависимость определяется тремя параметрами: R_D , δ и I_0 . Мы использовали эти параметры в качестве подгоночных, а τ_q определяли из величины δ . Были получены следующие величины квантового времени жизни: $\tau_q = 5.5$ пс для 2D электронного газа; $\tau_q = 4.7$ пс для сверхрешетки ($V_g = 0$) и $\tau_q = 3.3$ пс для сверхрешетки ($V_g = -1$ В). Таким образом, можно сделать вывод, что состояния с $r_{xx} \approx 0$ не возникают в мини-

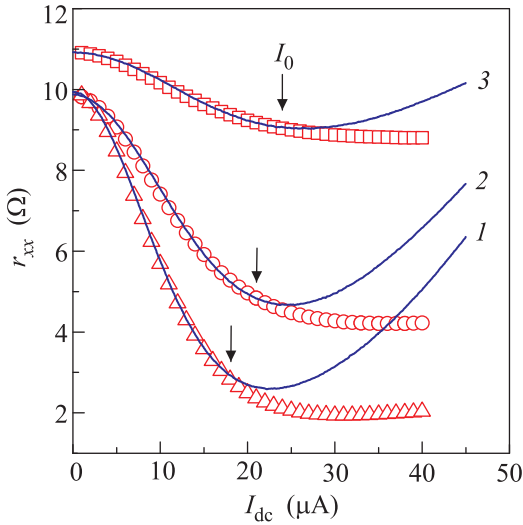


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимости $r_{xx}(I_{dc})$. Сплошные линии – экспериментальные зависимости, измеренные при $T = 4.2\text{ К}$ для $B = 0.2\text{ Тл}$. 1 – Мостик без решетки. 2 – Мостик с решеткой: $V_g = 0$. 3 – Мостик с решеткой: $V_g = -1\text{ В}$. Значки – теоретические зависимости, рассчитанные по формуле (3). Треугольники: $R_D = 8.15\text{ Ом}$; $\delta = 0.33$; $I_0 = 18\text{ мкА}$. Окружности: $R_D = 8.6\text{ Ом}$; $\delta = 0.27$; $I_0 = 21\text{ мкА}$. Квадраты: $R_D = 10.45\text{ Ом}$; $\delta = 0.15$; $I_0 = 24\text{ мкА}$. Стрелками указаны положения I_0

муках СО ($i = 1, 2$) при $V_g = -1\text{ В}$ из-за уменьшения квантового времени жизни электронов.

Разрушение состояний с $r_{xx} \approx 0$ в максимумах СО мы связываем с трансформацией зависимости $D(E)$ 2D электронного газа в одномерном периодическом потенциале. В условиях слабой модуляции 2D электронного газа зависимость $D(E_F)$ выражается следующим соотношением [29]:

$$D(E_F)/D_0 = 1 + \sum \cos[2\pi k(\varepsilon_F - 1/2)] \times J_0(2\pi k v_B) \exp(-2\pi k \gamma), \quad (4)$$

где D_0 – плотность состояний в 2D системе в нулевом магнитном поле, k – индекс суммирования от 1 до ∞ , $\varepsilon_F = E_F/\hbar\omega_c$, $v_B = V_B/\hbar\omega_c$, $\gamma = 1/2\tau_q\omega_c$. На рис. 6 представлены результаты расчета по формуле (4) для сверхрешетки при нулевом затворном напряжении. В расчете мы ограничились суммой первых десяти членов. Из зависимостей видно, что поведение плотности состояний в минимумах и максимумах СО различное. Величина модуляции плотности состояний $(D/D_0 - 1)$ существенно меньше в максимумах СО, чем в минимумах. Такое различие, с нашей точки зрения, и является основной причиной отсутствия занулений дифференциального сопротивления в максимумах СО.

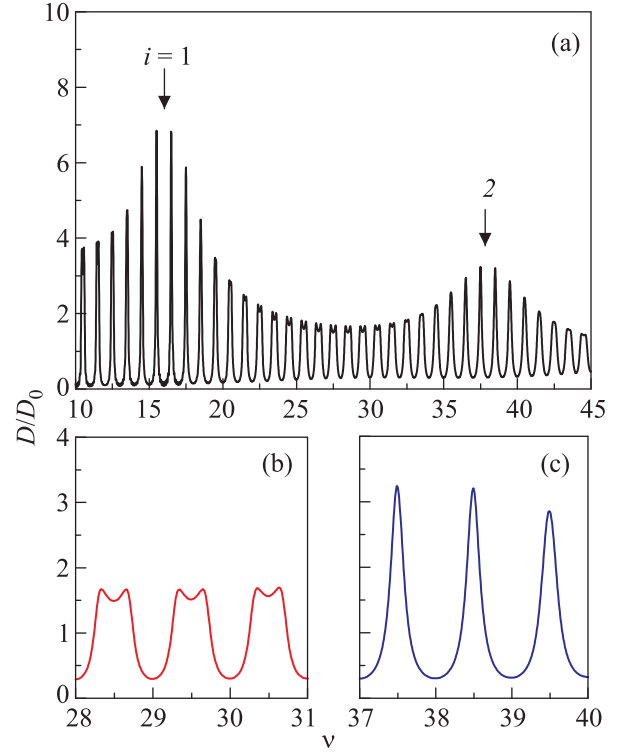


Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Теоретическая зависимость D/D_0 от ν в одномерной латеральной сверхрешетке, рассчитанная по формуле (4): $a = 400\text{ нм}$; $E_F = 26.9\text{ мэВ}$; $V_0 = 0.52\text{ мВ}$; $\tau_q = 4.7\text{ пс}$. Стрелками указаны положения минимумов СО. (b) – Зависимость D/D_0 от ν в максимуме СО. (c) – Зависимость D/D_0 от ν в минимуме СО

В работе показано, что в одномерных латеральных сверхрешетках на основе гетероструктуры AlAs/GaAs под действием постоянного электрического тока возникают состояния с нулевым дифференциальным сопротивлением. При температуре $T = 4.2\text{ К}$ состояния с $r_{xx} \approx 0$ возникают в исследуемых сверхрешетках лишь в минимумах СО. Экспериментальные данные качественно объясняются различной шириной зон Ландау в максимумах и минимумах СО.

Работа была выполнена с использованием оборудования ЦКП “Наноструктуры” при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, РФФИ (проект номер 14-02-01158) и National Science Foundation (DMR 1104503). Работы по электронной литографии выполнены при поддержке Российского Научного Фонда (грант # 14-22-00143).

1. D. Weiss, K. von Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann, Europhys. Lett. **8**, 179 (1989).
2. R. R. Gerhardts, D. Weiss, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **62**, 1173 (1989).

3. R. W. Winkler, J. P. Kotthaus, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1177 (1989).
4. P. H. Beton, E. S. Alves, P. C. Main, L. Eaves, M. W. Dellow, M. Henini, O. H. Hughes, S. P. Beaumont, and C. D. W. Wilkinson, *Phys. Rev. B* **42**, 9229(R) (1990).
5. A. K. Geim, R. Taboryski, A. Kristensen, S. V. Dubonos, and P. E. Lindelof, *Phys. Rev. B* **46**, 4324(R) (1992).
6. R. Cusco, M. C. Holland, J. H. Davies, I. A. Larkin, E. Skuras, A. R. Long, and S. P. Beaumont, *Surf. Sci.* **305**, 643 (1994).
7. M. Tornow, D. Weiss, A. Manolescu, R. Menne, K. von Klitzing, and G. Weimann, *Phys. Rev. B* **54**, 16397 (1996).
8. C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2020 (1989).
9. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, *Phys. Rev. B* **71**, 115316 (2005).
10. J.-Q. Zhang, S. Vitkalov, A. A. Bykov, A. K. Kalagin, and A. K. Bakarov, *Phys. Rev. B* **75**, 081305(R) (2007).
11. A. A. Bykov, J.-Q. Zhang, S. Vitkalov, A. K. Kalagin, and A. K. Bakarov, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 116801 (2007).
12. N. Romero Kalmanovitz, A. A. Bykov, S. Vitkalov, and A. I. Toropov, *Phys. Rev. B* **78**, 085306 (2008).
13. A. T. Hatke, H.-S. Chiang, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **82**, 041304(R) (2010).
14. J. Q. Zhang, S. Vitkalov, and A. A. Bykov, *Phys. Rev. B* **80**, 045310 (2009).
15. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W. B. Johnson, and V. Umansky, *Nature (London)* **420**, 646 (2002).
16. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, and M. A. Zudov, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1709 (2012).
17. Y. M. Beltukov and M. I. Dyakonov, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 176801 (2016).
18. A. A. Bykov, I. S. Strygin, E. E. Rodyakina, W. Mayer, and S. A. Vitkalov, *JETP Lett.* **101**, 703 (2015).
19. 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).
20. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4616 (1996).
21. D. V. Dmitriev, I. S. Strygin, A. A. Bykov, S. Dietrich, and S. A. Vitkalov, *JETP Lett.* **95**, 420 (2012).
22. M. G. Vavilov and I. L. Aleiner, *Phys. Rev. B* **69**, 035303 (2004).
23. S. Dietrich, S. Vitkalov, D. V. Dmitriev, and A. A. Bykov, *Phys. Rev. B* **85**, 115312 (2012).
24. R. R. Gerhardts, *Phys. Rev. B* **45**, 3449 (1992).
25. S. Dietrich, W. Mayer, S. Vitkalov, and A. A. Bykov, *Phys. Rev. B* **91**, 205439 (2015).
26. C. L. Yang, J. Zhang, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 076801 (2002).
27. A. Bykov, J.-Q. Zhang, S. Vitkalov, A. K. Kalagin, and A. K. Bakarov, *Phys. Rev. B* **72**, 245307 (2005).
28. M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **76**, 115331 (2007).
29. A. Endo and Y. Iye, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 054709 (2008).