

Квазиклассический и квантовый транспорты в двумерном электронном газе с решеткой антиточек, имеющих резкие границы

Д. А. Козлов⁺¹⁾, З. Д. Квон^{+*}, А. Е. Плотников⁺

⁺ Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

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

Поступила в редакцию 1 ноября 2008 г.

После переработки 9 декабря 2008 г.

Экспериментально исследованы соизмеримые пики магнитосопротивления, осцилляции Шубникова-де Гааза и Ааронова – Бома в двумерном электронном газе (ДЭГ) с решеткой антиточек, имеющих резкие потенциальные границы. Показано, что поведение как квазиклассических пиков магнитосопротивления, так и квантовых осцилляций принципиальным образом зависит не только от периода решетки и размера антиточек, но также от плавности потенциала на границе ДЭГ – антиточка. Полученный результат свидетельствует о необходимости пересмотра интерпретации всех многочисленных экспериментов по решеткам антиточек, так как в них влиянием указанного фактора явно или неявно пренебрегалось.

PACS: 72.20.Mу, 73.23.–b, 73.50.Jt

Квазиклассический и квантовый транспорты в двумерном электронном газе (ДЭГ) с решеткой антиточек являются предметом неослабевающего внимания вот уже почти двадцать лет. Это связано с тем, что указанная система обладает целым рядом интереснейших свойств, обусловленных как классическим, так и квантовым хаосом. Не менее важен и тот факт, что наиболее ярко они проявляются в достаточно просто измеряемом транспортном отклике системы, который демонстрирует целый ряд интересных явлений: соизмеримые пики магнитосопротивления (СПМС), обусловленные формированием в магнитном поле островков устойчивости в море хаоса [1–5], осцилляции Ааронова – Бома (АБО) на хаотических электронных траекториях [6, 7], эффект квантования орбит [8], гигантское отрицательное магнитосопротивление (ОМС), обусловленное эффектами памяти [9], подавление локализации в решетке связанных электронных биллиардов [10, 11]. Однако до настоящего времени все теоретические модели рассматривали ДЭГ в решетке антиточек как систему, в которой двумерный электрон двигался в поле жестких рассеивающих дисков (антиточек), когда потенциал на границе ДЭГ – антиточка являлся резким. С другой стороны, практически все эксперименты велись с образцами, в которых указанная граница всегда была плавной из-за краевого эффекта, вызванного тем, что в реальной ситуации ДЭГ в гетероструктуре всегда

располагался на значительном ($d \approx 100$ нм) расстоянии от ее поверхности.

Недавно в ИФП СО РАН была разработана [12–14] технология наноструктурирования на основе высокоподвижного ДЭГ, расположенного значительно ближе к верхней части гетероперехода ($d = 15 - 25$ нм). Как показано в [12], использование такой технологии позволяет получить масштаб граничного потенциала не более 100 \AA , то есть заметно меньший, чем достигнутый ранее [15]. В данной работе она была использована для создания ДЭГ с решеткой антиточек. В качестве исходного материала был использован гетеропереход AlGaAs/GaAs с ДЭГ, расположенным на расстоянии 25 нм от поверхности структуры. В зависимости от подсветки образца параметры ДЭГ были следующими: $\mu = (2.55 - 2.65) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n_s = (0.65 - 0.87) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ с соответствующими длинами свободного пробега $l_{tr} = 3.3 - 3.95 \text{ мкм}$. Решетки антиточек с размером $40 - 50$ нм и периодом $a = 180 - 200$ нм создавались при помощи электронной литографии высокого разрешения с последующим плазмохимическим травлением, имеющим, в отличие от предыдущих случаев [14, 16], значительно меньшую скорость травления и тем самым позволяющим значительно точнее управлять глубиной травления и, соответственно, величиной модулирующего потенциала. Изображение решетки показано на вставке к рис.1. Измерения магнитосопротивления описанного образца проводились в диапазоне температур $0.2 - 5 \text{ К}$ в магнитных полях до 10 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного де-

¹⁾e-mail: kod@gorodok.net

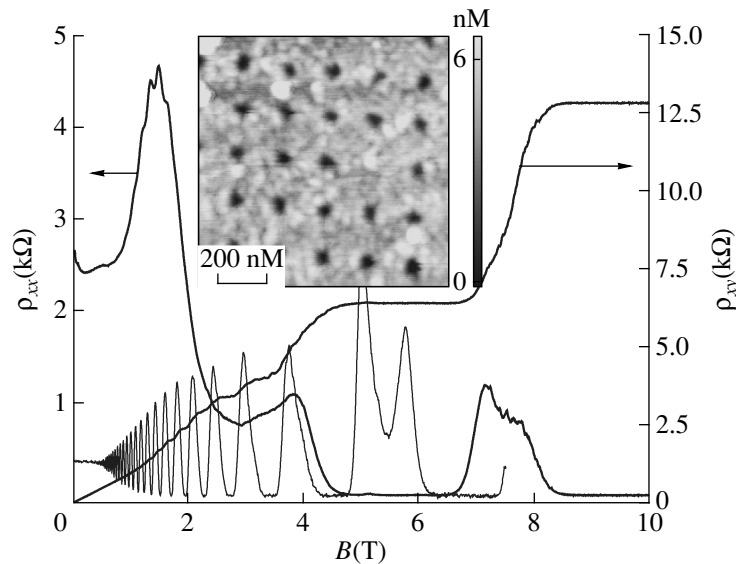


Рис.1. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ (жирные линии) для сверхрешетки аниточек с периодом $d = 180$ нм при температуре $T = 0.5$ К, а также зависимость $\rho_{xx}(B)$ для немодулированной части образца (тонкая линия) при той же температуре, увеличенная по вертикали в 10 раз. На вставке: изображение сверхрешетки, полученное с помощью атомно-силового микроскопа

тектирования на частотах 6 – 12 Гц и при величинах измерительного тока 1 – 10 нА. На рис.1 показаны зависимости от магнитного поля B диссипативной, ρ_{xx} , и холловской, ρ_{xy} , компонент тензора сопротивления указанной решетки без подсветки. Там же дана зависимость $\rho_{xx}(B)$ для немодулированной части образца, показывающая, что ее сопротивление почти на два порядка меньше сопротивления решетки, что говорит о практически полном доминировании рассеяния на аниточках в решетке.

Зависимости на рис.1, с одной стороны, похожи на ранее измеренные в решетках аниточек, а с другой содержат целый ряд принципиальных особенностей. Начнем их анализ с соизмеримых пиков магнитосопротивления. На рис.2а они показаны для различных состояний (получаемых различной по длительности и мощности подсветкой) решетки, начиная с самого высокоомного ($\rho_{xx} = 2.6$ кОм при $B = 0$) и кончая самым низкоомным ($\rho_{xx} = 1.1$ кОм при $B = 0$). Хорошо видно, что исследованные образцы демонстрируют два СПМС: основной, соответствующий условию $(2.07 - 2.12) \times R_c = a$, и значительно меньший по величине, соответствующий условию $R_c = (1.8 - 1.9) \times a$. Причем следует заметить, что, как и следовало ожидать, его величина заметно растет при уменьшении сопротивления решетки, в то время как в магнитном поле наблюдается слабый сдвиг вправо, обусловленный ростом концентрации на 30%. Наличие подобных пиков – одно из основных и фундаментальных

свойств ДЭГ в решетке аниточек, и они наблюдались во множестве как ранних [1–3,7], так и более поздних [17,18] экспериментов. Но если положение основного пика на рис.1 и 2 совпадает с предыдущими результатами, то в положении второго наблюдается заметное разногласие: во всех предшествующих экспериментах его положение дается условием $R_c = (1.5 - 1.6) \times a$. Следует также заметить, что его положение плохо описывается теорией идеального билиярда Синая как в модели локализованных (“пинбольных” [1]) траекторий, так и в модели делокализованных (убегающих [4]) траекторий. Они не дают условия $R_c = (1.5 - 1.6) \times a$ ни для каких СПМС. В то же время модель убегающих траекторий предсказывает заметный СПМС, соответствующий условию $R_c = (1.8 - 2.1) \times a$ и значительно лучше согласующийся с данными на рис.1 и 2. Подобный факт позволяет сделать два вывода. Во-первых, СПМС на рис.1 и 2 описываются только моделью убегающих траекторий. Во-вторых, в образцах, исследованных в данной работе, удалось реализовать достаточно резкий потенциал на границе ДЭГ-аниточка и тем самым приблизить их поведение к модели билиярда с резкими стенками.

Следует отметить еще одну важную особенность в поведении уже холловского сопротивления. Вблизи нулевого магнитного поля не наблюдается никакого подавления эффекта Холла. Как видно из рис.2б, в области слабых магнитных полей он ведет себя стан-

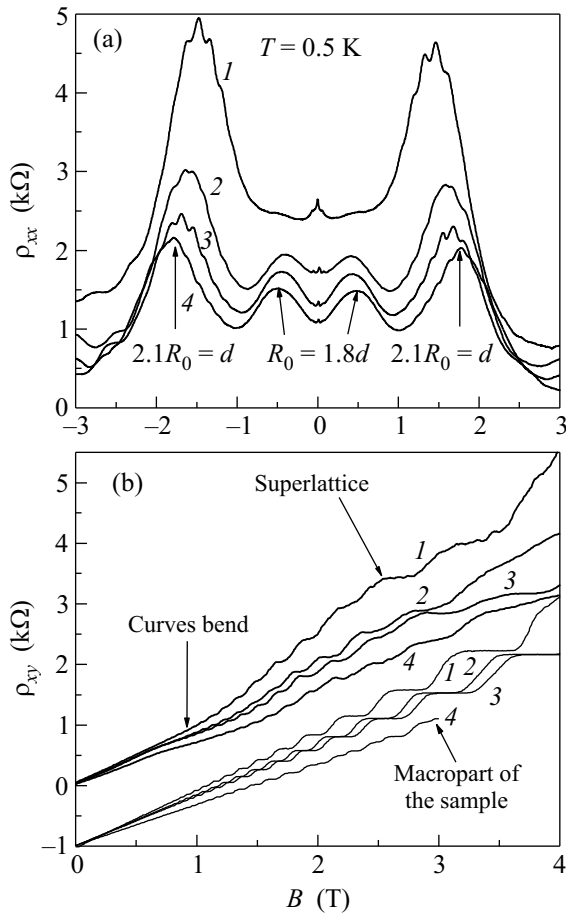


Рис.2. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для сверхрешетки антиточек (а), (b) и для немодулированной части (макрочасти) образца ((b), сдвинута вниз на 1кОм), для различных состояний (состояния отмечены цифрами, каждое последующее получено из предыдущего подсветкой)

дартным линейным образом. Также необходимо обратить внимание на отсутствие квазиклассических плато, совпадающих по положению с СПМС, наблюдаемых в подобных структурах [1,17,18]. Вместо них вблизи начала основного СПМС и за ним на зависимости возникают два перегиба, наиболее выраженные для самого высокоомного состояния и практически исчезающие для самого низкоомного состояния. Таким образом, отсюда напрашивается еще один вывод: аномалии в поведении эффекта Холла в виде его подавления вблизи нулевого магнитного поля и появления квазиклассических плато, сопровождающих СПМС, скорее всего, целиком связаны с плавным потенциалом на границе ДЭГ-антиточка. В образцах же с более резким потенциалом наблюдается более простая картина. В малых полях, соответствующих условию $2R_c > a$, эффект Холла отражает концентрацию

электронов в более глубокой потенциальной яме, расположенной по диагонали, соединяющей антиточки, в то время как при магнитных полях $2R_c < a$, а также в режиме квантового эффекта Холла ρ_{xy} определяется концентрацией электронов в седловых точках потенциала. Причем, как и следовало ожидать, наиболее высокоомное состояние демонстрирует наибольшее различие данных концентраций, в то время как самое низкоомное состояние характеризуется практически одинаковым наклоном зависимости $\rho_{xy}(B)$ во всей области магнитных полей, что означает одну и ту же концентрацию электронов в указанных точках.

Проанализируем теперь интерференционные особенности в поведении решетки. Во-первых, следует заметить, что они наблюдаются одновременно как в области слабых полей, так и в районе основного измеримого пика сопротивления. Этот факт свидетельствует о намного более высоком качестве исследуемых решеток в сравнении с изученными ранее. Начнем с анализа осцилляций (рис.3а) в слабых маг-

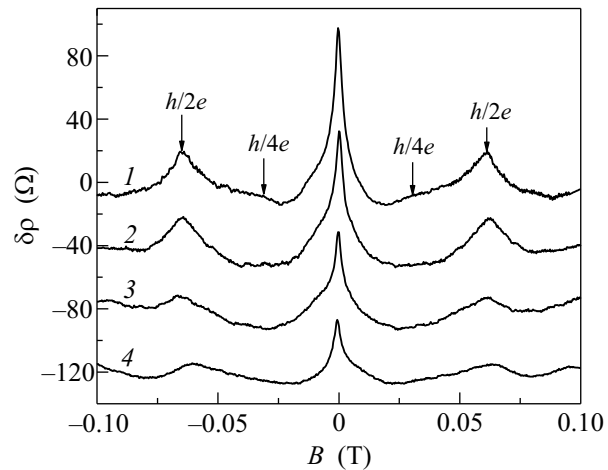


Рис.3. Осцилляции магнитосопротивления $\delta\rho_{xx}(B)$ (с вычетом монотонной части) в слабом магнитном поле для различных состояний образца (состояния отмечены цифрами, каждое следующее состояние получалось из предыдущего подсветкой) при температуре $T = 0.2 - 0.22$ К

нитных полях. Они были обнаружены в [6], а затем проанализированы в [19]. В этих работах было показано, что они являются осцилляциями Альтшулера-Аронова-Спивака [20], возникающими в результате интерференции на самопересекающихся траекториях в квадратной решетке рассеивателей. Период этих осцилляций показывает, что он, как и должно быть, соответствует квантованию потока $h/2e$ через площадь элементарной ячейки решетки. Отметим так-

же, что для наиболее высокоомного состояния образца на рис.3а наблюдается слабая, но вполне отчетливая особенность, лежащая в приблизительно в два раза меньших полях и, таким образом, соответствующая квантованию через в два раза большую площадь, то есть фактически квантованию потока через две элементарных ячейки сверхрешетки. Для более низкоомных состояний эта особенность не наблюдается. Амплитуда осцилляций удовлетворительно описывается зависимостью $A \sim \exp(-4a/L_\phi)$, где длина фазовой когерентности L_ϕ предполагается зависящей от температуры как $T^{-0.5}$ [21]. Численная оценка ее величины дает значение в диапазоне 0.7 – 1 мкм, растущее с увеличением проводимости, что согласуется с моделью найквистского сбоя фазы [21].

На рис.4а показаны квантовые осцилляции, соответствующие области основного соизмеримого пика.

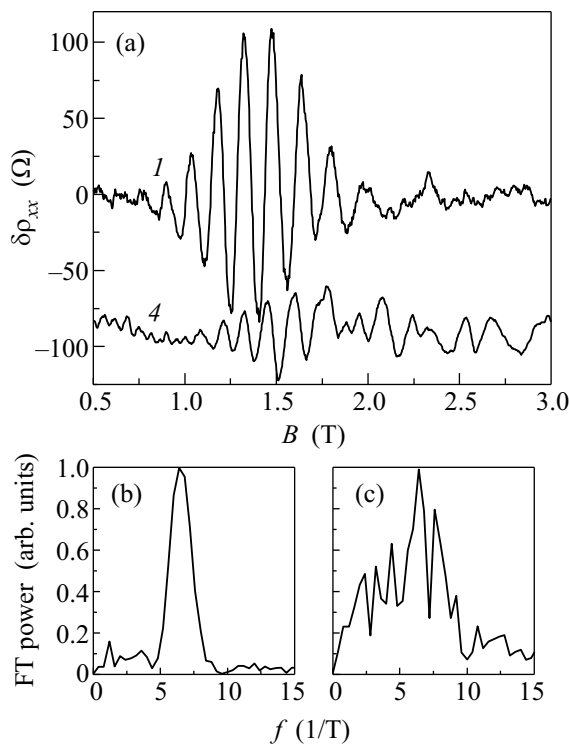


Рис.4. (а) Квантовые осцилляции магнитосопротивления $\delta\rho_{xx}(B)$ в области основного соизмеримого пика для двух состояний образца (отмечены цифрами, состояние 1 – до подсветки, состояние 4 – после максимальной подсветки, сдвинута вниз) при температуре $T = 0.22$ К. Амплитуда фурье-спектра осцилляций для первого (b) и последнего (c) состояний

Эти осцилляции наблюдались в [8] и связаны с квантованием циклотронных орбит вокруг антиоточек [22]. Фактически, согласно теории [22], они представляют собой шубниковские осцилляции, модифицированные

потенциалом антиоточек. В данной работе удалось обнаружить сильную зависимость амплитуды этих осцилляций от магнитного поля вблизи соизмеримого пика, свидетельствующую о строгом разграничении траекторий вокруг антиоточек и сталкивающихся с ними как раз благодаря резкости границы антиоточка-ДЭГ. Как и следовало ожидать, наиболее ярко этот эффект виден для самого высокоомного состояния образца, когда фактически реализуется состояние с самым большим размером антиоточек (кривая 1 на рис.4а) и когда их период практически постоянен по магнитному полю в соответствии с теорией [22]. В более низкоомных состояниях (кривая 4 на рис.4а) их период уже сильно отклоняется от постоянного (см. рис.4б и с, где показаны фурье-спектры осцилляций), так как размер антиоточек в этих состояниях меньше. Хорошо видно, что в магнитном поле, соответствующем условию $2R_c \approx a$, амплитуда осцилляций более чем на порядок выше, чем таковая даже в более высоких полях. В то же время, как и следовало ожидать, в поведении осцилляций для самого низкоомного состояния (кривая 4 на рис.4а) подобного не наблюдается. Отметим также, что в отличие от [8] средний период этих осцилляций $\Delta B = 0.16$ Тл (рис.4б) заметно превышает период, даваемый квантованием магнитного потока на площади элементарной ячейки решетки ($\Delta B = 0.127$ Тл в этом случае) и более соответствует его квантованию на площади циклотронной орбиты вокруг антиоточки с радиусом $R_c = a/2$, что также иллюстрирует тот факт, что, с одной, стороны исследованные осцилляции тесно связаны с шубниковскими, а с другой, сильно модифицированы потенциалом антиоточек.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 08-02-01007) и РАН (программы “Квантовая физика конденсированных сред”, “Низкоразмерные квантовые структуры” и “Сильнокоррелированные системы”).

1. D. Weiss, M. L. Roukes, A. Mesching et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 2790 (1991).
2. Г. М. Гусев, В. Т. Долгополов, З. Д. Квон и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 369 (1991).
3. A. Lorke, J. P. Kotthaus, and K. Ploog, Phys. Rev. B **44**, 3447 (1991).
4. Э. М. Баскин, Г. М. Гусев, З. Д. Квон и др., Письма в ЖЭТФ **55**, 649 (1992).
5. R. Fleischmann, T. Geisel, and R. Ketzmerick, Phys. Rev. Lett. **68**, 1367 (1992).
6. Г. М. Гусев, З. Д. Квон, Л. В. Литвин и др., Письма в ЖЭТФ **55**, 129 (1992).

7. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, L. V. Litvin, et al., J. Phys.: Cond. Matter **4**, L269 (1992).
8. D. Weiss, K. Richter, A. Menschig et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 4118 (1993).
9. V. Renard, Z. D. Kvon, G. M. Gusev et al., Phys. Rev. B **70**, 033303 (2004).
10. M. V. Budantsev, Z. D. Kvon, A. G. Pogosov et al., Physica B **260**, 363 (1998).
11. З. Д. Квон, Письма в ЖЭТФ **76**, 619 (2002).
12. В. А. Ткаченко, З. Д. Квон, Д. В. Щеглов и др., Письма в ЖЭТФ **79**, 168 (2004).
13. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, А. К. Калагин и др., ФТП **41**, 186 (2007).
14. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, А. Е. Плотников и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 752 (2007).
15. M. Wendel, C. Lettau, W. Hansen et al., Solid State Commun. **87**, 1101 (1993).
16. Z. D. Kvon, D. A. Kozlov, E. B. Olshanetsky et al., Sol. St. Com. **147**, 230 (2008).
17. K. Tsukagoshi, T. Nagao, M. Haraguchi et al., Superlat. and Microstr. **23**, 493 (1998).
18. A. Dorn, E. Bieri, T. Ihn et al., Phys. Rev. B **71**, 035343 (2005).
19. Г. М. Гусев, З. Д. Квон, А. Г. Погосов и др., ЖЭТФ **110**, 696 (1996).
20. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак, Письма в ЖЭТФ **33**, 101 (1981).
21. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmel'nitsky, J. Phys. C **15**, 7367 (1982).
22. G. Hackenbroich and F. von Oppen, Europhysics Letters **29**, 151 (1995).